N° d'enregistrement au
C.N.R.S.

THÈSE DE DOCTORAT D'ÉTAT ÈS SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A L'UNIVERSITÉ DE PARIS VI

par

Gilles SÉNÉMAUD

pour obtenir

le grade de Docteur Ès Sciences

Sujet : Spectrohéliogrammes solaires en lumière X

soutenue le 28 juin 1972 devant la Commission d'Examen

Y. CAUCHOIS	Président
J. ROSCH	Examinateurs
R. MICHARD	
C. BONNELLE	

N° d'enregistrement au
C.N.R.S.

THÈSE DE DOCTORAT D'ÉTAT ÈS SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A L'UNIVERSITÉ DE PARIS VI

par

Gilles SÉNÉMAUD

pour obtenir

le grade de Docteur Ès Sciences

Sujet : Spectrohéliogrammes solaires en lumière X

soutenue le 28 juin 1972 devant la Commission d'Examen

Y. CAUCHOIS	Président
J. ROSCH	Examinateurs
R. MICHARD	
C. BONNELLE	

UNIV.
LEIDEN.
BIBL.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544720_0014

J'adresse ma profonde gratitude à Mademoiselle Y. CAUCHOIS, Professeur à l'Université de Paris VI, Directeur du Laboratoire de Chimie Physique. Après m'avoir accueilli dans son laboratoire, elle a orienté mes recherches de spectroscopie X vers le domaine spatial. Elle m'a apporté tout son appui pour la réalisation des expériences et prodigué ses encouragements tout au long de ce travail.

Monsieur R. MICHARD, Président de l'Observatoire de Paris, en assumant la responsabilité scientifique du groupe G.E.R.X.S., a permis sa création et son développement. Il a largement contribué à l'orientation de l'expérience de spectroscopie solaire et en a suivi de près le déroulement. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de mes très sincères remerciements.

Je tiens à remercier Monsieur J. ROSCH, Professeur à l'Université de Paris VI, Directeur des Observatoires du Pic du Midi et de Toulouse, d'avoir bien voulu faire partie de mon jury de thèse, manifestant ainsi l'intérêt qu'il porte à ces recherches.

Qu'il me soit permis d'exprimer ma profonde reconnaissance à Madame C. BONNELLE, Professeur à l'Université de Paris VI. Elle m'a apporté de précieux conseils tout au long de ce travail, principalement lors de l'interprétation des résultats et, par ses nombreuses suggestions, m'a beaucoup aidé lors de la rédaction du texte.

J'adresse mes vifs remerciements à l'équipe scientifique du G.E.R.X.S., en particulier à Monsieur M. GUIONNET pour sa participation active à la conception du montage expérimental, à Monsieur J.C. HENOUX pour son aide efficace lors du dépouillement

des résultats et pour les fructueuses discussions qui ont suivi, et à Madame C. SENEMAUD pour sa collaboration constante.

Je remercie également Monsieur D. LAPORTE pour son aide technique lors de toutes les expériences, Messieurs M. BERLAND et G. HUNTZINGER et Messieurs les mécaniciens du laboratoire qui ont su se plier aux exigences de la recherche spatiale.

Enfin la réalisation matérielle de ce texte doit beaucoup à Madame D. CHAMBAUDET qui en a assuré la frappe, Messieurs P. AVILA et M. ALIOUAT, à tous j'adresse mes remerciements.

INTRODUCTION

Le soleil émet un rayonnement électromagnétique qui couvre un domaine de longueurs d'onde très large, s'étendant depuis les rayons γ jusqu'aux ondes radio et dont l'intensité et les caractéristiques diffèrent très nettement suivant le domaine spectral.

Si certaines composantes du spectre, telles que les rayonnements visible et radio , ont pu être analysées grâce à des installations au sol, seule l'utilisation des fusées a permis d'entreprendre l'étude du rayonnement X-UV, qui se trouve totalement absorbé par les couches denses de l'atmosphère terrestre. Des expériences ont été entreprises dans ce domaine depuis une vingtaine d'années. Elles ont permis de montrer que le rayonnement X-UV comporte à la fois un spectre continu dont l'intensité décroît fortement avec la longueur d'onde et des raies discrètes, dues à des transitions dans des atomes fortement ionisés.

En l'absence d'éruptions, l'émission X discrète prend naissance dans certaines zones, particulièrement denses et chaudes de la couronne, appelées condensations coronales. Ces condensations sont situées au-dessus des centres d'activité solaire et l'intensité du rayonnement qu'elles émettent varie avec l'activité éruptive du centre. L'étude du rayonnement X doit donc apporter des renseignements sur la formation et l'évolution dans le temps des condensations qui sont un moyen d'étude du mécanisme des éruptions solaires ainsi que sur l'état physique de ces condensations, en particulier densité électronique et température.

L'étude théorique de l'ionisation dans le plasma coronal permet en effet de déduire la température de la source de la

mesure du rapport d'intensité d'une même raie émise par un élément dans deux états d'ionisation différents. Quant à la densité électronique du plasma, il est possible de la déduire à partir des intensités relatives des raies appartenant à un même multiplet.

Les avantages que présente l'analyse en lumière X sur celles faites en lumière visible ou radio sont de différents types ;

- la possibilité d'étude de condensations situées en un point quelconque du disque, dont plus directement liées au centre actif sous-jacent que celles situées sur le bord du disque qui peuvent seules être observées par spectre optique ;

- le fait que le rayonnement est d'autant plus exclusivement associé aux condensations que la longueur d'onde est plus courte ;

- le fait qu'il est possible de négliger la diffusion de la lumière X par les électrons et son absorption par le milieu qui peut donc être considéré comme optiquement mince.

Nos premières expériences ont porté sur l'obtention d'images X du soleil et sur l'évaluation du nombre de photons qu'il émet dans différentes bandes passantes comprises entre 4 et 25 $\mathring{A}$. Ces expériences préliminaires seront décrites sommairement ainsi que les résultats qualitatifs qu'elles ont permis d'atteindre.

L'essentiel de notre travail a porté sur l'étude dispersive du spectre Kα du magnésium dans différents états d'ionisation. On peut calculer théoriquement les longueurs d'onde des différentes raies. Le montage dispersif doit permettre de les résoudre parfaitement. Nous verrons que ceci est facilement réalisable grâce à l'emploi de cristaux judicieusement choisis.

En fait, pour que des renseignements intéressants puissent être obtenus à partir de telles expériences, il faut qu'à l'étude spectrale soit associée une analyse spatiale permettant d'isoler le rayonnement émis par chacune des sources présentes sur le disque solaire. Dans ce but, il est nécessaire de faire précéder le cristal analyseur

d'un dispositif permettant de séparer angulairement les différents points émissifs sur le soleil. Nous avons utilisé pour ce faire des collimateurs mécaniques réalisés spécialement pour nos expériences.

Finalement, notre expérience doit permettre d'obtenir des spectrohéliogrammes, c'est-à-dire des images monochromatiques du soleil pour quelques raies sélectionnées dans le domaine 8 à 10 Å. L'analyse spectrométrique de chaque source solaire se trouve ainsi effectuée individuellement. Il est possible, à partir de ces différents spectrohéliogrammes, d'obtenir une analyse de la distribution électronique et de la température dans la couronne. L'avantage de notre domaine de mesures est d'utiliser des raies émises dans des ions simples de type hydrogène (Mg XII) ou hélium(Mg XI). Nous verrons que même dans ce cas certaines interprétations restent difficiles et sujettes à caution.

Afin d'étudier simultanément le spectre de Mg XII et Mg XI, nous avons utilisé deux spectrographes identiques. Le choix du montage spectrographique a été conditionné par la géométrie de la source. L'extension angulaire des condensations coronales étant de l'ordre de la minute, la divergence du rayonnement X caractéristique qu'elles émettent reste de l'ordre des divergences liées à la réflexion cristalline et aux effets instrumentaux. L'utilisation d'un cristal déformé n'apporterait donc ici aucun gain de lumière par rapport à un cristal plan que nous avons finalement adopté. Le choix de la lame cristalline dépend évidemment du domaine de longueur d'onde étudié, de la résolution qu'il est nécessaire d'atteindre pour séparer les différentes raies du spectre et aussi, dans une certaine mesure des dimensions de la lame et de son coefficient réflecteur, c'est-à-dire de l'intensité effectivement réfléchie qui conditionne l'efficacité du montage.

Cette dernière dépend aussi du détecteur utilisé. La nécessité de transmettre toutes les données de l'expérience par télémesure rend indispensable l'emploi de détecteurs électroniques. Les compteurs proportionnels semblent les mieux adaptés à notre domaine spectral. Des études de leur réponse et de leur efficacité ont été faites dans notre laboratoire en vue de leur utilisation dans le domaine spatial.

Enfin, il faut souligner que la durée effective de l'exposition n'est que de 5 minutes. Cette caractéristique ajoutée à celles du pointeur solaire dont nous avons pu disposer ont imposé la réalisation pratique de l'expérience.

Le principe de nos expériences ainsi que la description des différents montages utilisés, embarquables ou non, sont exposés dans le chapitre I.

Dans le chapitre II, nous décrivons les expériences qui nous ont permis de mesurer l'efficacité du montage spectrographique et de contôler son règlage.

Les résultats des expériences sont rapportés dans le chapitre III et discutés comparativement aux résultats obtenus par d'autres équipes.

Enfin, dans le chapitre IV, nous donnons un bref exposé de la théorie de l'ionisation dans la couronne et nous discutons les données qu'elle permet de déduire de nos mesures expérimentales.

CHAPITRE I

MONTAGES EXPERIMENTAUX

L'étude du rayonnement X solaire ne peut être effectué qu'en s'élevant suffisamment au-dessus des couches denses de l'atmosphère terrestre qui absorbent la quasi totalité du rayonnement entre 0,01 Å et 3 000 Å. Nous avons porté sur la figure I_1 pour des longueurs d'onde comprises entre 1 et 50 Å les altitudes qu'il est nécessaire d'atteindre pour recevoir respectivement 1, 10, 50, 90 et 99 % du rayonnement X solaire. Les calculs ont été faits en utilisant les coefficients d'absorption obtenus à l'aide de la méthode semi-empirique de JONSSON[1](*) et les abondances et les pressions données dans les tables CIRA 1961[2]. On voit d'après ces courbes que les longueurs d'onde situées au voisinage de 9 Å ne peuvent être analysées qu'au-delà de 90 à 100 km c'est-à-dire en fusée ou en satellite ; les ballons, dont les performances sont les meilleures, ne peuvent en effet atteindre que des altitudes de l'ordre de 40 km.

Pour les expériences que nous allons décrire, nous avons pu bénéficier d'une place plus ou moins grande selon le cas dans des pointes scientifiques lancées par des fusées sondes. Nos deux premières expériences ont été placées sur des fusées à propulsion liquide "VERONIQUE" munies de pointeurs "BALL BROTHERS" lancées du champ de tir C.N.E.S. d'HAMMAGUIR ; l'expérience de spectroscopie a volé sur une fusée à poudre "SKYLARK" munie d'une stabilisation "ACU"

(*) cette méthode présente l'avantage de pouvoir être utilisée dans un large domaine de longueur d'onde.

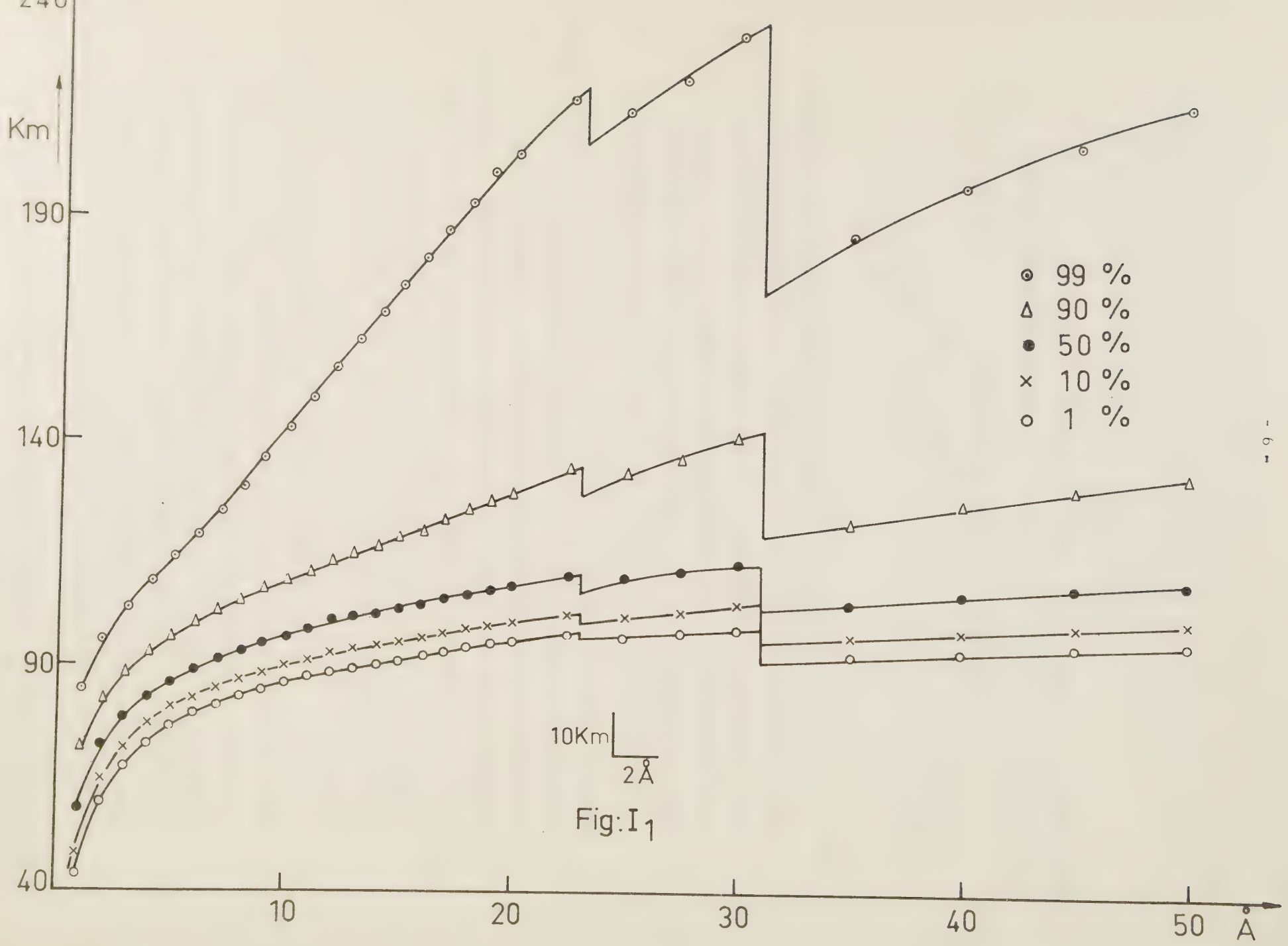


Fig: I_1

lancée du champ de tir E.S.R.O. de SARDAIGNE. Si l'orientation des montages scientifiques au cours du vol est obtenue par des procédés différents avec ces deux systèmes, le principe du pointage reste le même : l'axe optique du montage expérimental est maintenu en direction du centre du soleil, le montage tournant autour de cet axe. Le pointage est réalisé à l'aide de senseurs solaires optiques ; chacun d'eux définit un plan de visée qui passe par l'axe de la fusée et un diamètre solaire. Un "bloc yeux", formé de deux senseurs orthogonaux,fixés sur un miroir plan, définit alors l'axe de visée qui est confondu avec la normale au miroir.

Si le bloc est uniquement solidaire du montage expérimental, ce dernier s'oriente indépendamment du corps de la fusée ; sa rotation autour de l'axe de pointage est alors limitée à quelques degrés pour toute la durée du vol, c'est ce que l'on obtient avec un pointeur BALL BROTHERS. Au contraire, si le "bloc yeux" oriente toute la pointe, la vitesse de rotation autour de l'axe de visée peut atteindre une vingtaine de degrés par seconde car cette rotation sert aussi à stabiliser la pointe sur sa trajectoire ; c'est le cas du pointage "ACU"

Les appareillages utilisés lors d'expériences embarquées doivent satisfaire à des exigences mécaniques tout à fait particulières ; ils doivent pouvoir supporter la très forte accélération et les vibrations dues au décollage et fonctionner ensuite sous vide dans des conditions de température variable entre -50°C et + 70°C. Pour s'assurer que le montage est apte à conserver ses performances au cours du vol, un prototype est soumis à une série d'essais sur une table de vibration simulant la mise à feu, sur une machine à choc simulant le décollage et dans une enceinte à vide à température variable rendant compte de l'ambiance spatiale. Certaines réalisations mécaniques, habituellement utilisées en laboratoire, sont donc à proscrire dans ce cas.

I - OBTENTION D'IMAGES

Deux procédés sont utilisables pour l'obtention de photographies du soleil en lumière X :

- le plus simple consiste à employer une chambre noire munie d'un sténopé. La grandeur de l'image est alors directement proportionnelle à la longueur de la chambre noire et sa résolution théorique est inverse du diamètre du sténopé .

L'inconvénient d'un tel montage est son manque de luminosité ; des temps de pose de l'ordre de la durée du vol sont nécessaires et l'évolution du pointage pendant le vol introduit une diminution de la résolution.

- pour améliorer la sensibilité, on peut utiliser un montage comportant une optique vraie sous incidence rasante. A celles développées par les équipes américaines (deux surfaces coniques confocales de réalisation mécanique très délicate) nous avons préféré une optique à symétrie sphérique dérivée de l'objectif catamégonique de MONTEL [3] dont la réalisation est beaucoup plus aisée. La dimension de l'image est directement proportionnelle à la distance focale "f" de ce télescope et la résolution est inverse du diamètre de la pupille d'entrée, mais la luminosité est environ cinq cents fois supérieure à celle d'un montage à sténopée. Cette optique permet donc de réduire notablement les temps d'exposition et d'obtenir ainsi des images pour lesquelles l'évolution du pointage au cours du vol reste pratiquement sans effet.

A) Sténopés

Les trois chambres noires que nous avons fait voler étaient constituées de tubes en laiton fixés parallèlement dans une embase de même métal. A cette dernière était adapté le système de réglage qui permet d'aligner l'axe des chambres noires parallèlement à l'axe optique des senseurs solaires. Le sténopé est un diaphragme de microscope électronique de 100 μ de diamètre. Un écran convenablement choisi permet de sélectionner une bande spectrale du rayonnement incident. Nous avons utilisé des filtres différents pour chaque chambre à savoir une feuille mince de béryllium de 23 μ d'épaisseur, un assemblage de deux feuilles d'aluminium battu d'épaisseur totale 1 μ et un écran de carbone de 2 μ d'épaisseur obtenu

par évaporation thermique sous vide. La figure I_2 donne les courbes de transmission de ces trois écrans en fonction de la longueur d'onde. Diaphragmes et écrans sont fixés à l'extrémité avant des chambres noires, à l'autreextrémité sont disposés les films photographiques sur lesquels se forme l'image.

B) Téléscope sous incidence rasante

On sait que les rayons X subissent la réflexion totale pour des angles d'attaque inférieurs à une limite voisine de l'angle critique Uc : $Uc \simeq \sqrt{2\delta} \propto \frac{1}{\lambda}$ où δ est le décrément à l'unité de l'indice du milieu réfléchissant et λ la longueur d'onde du rayonnement incident. Un choix judicieux de l'angle d'attaque permet d'éliminer les longueurs d'onde inférieures à une longueur d'onde fixée.

Comme l'objectif de MONTEL, l'optique utilisée consiste en deux demi-miroirs sphériques concaves de même rayon, assemblés orthogonalement (fig. I_3) ; cet assemblage est réalisé par simple juxtaposition des miroirs de longueur "L" suivant un plan faisant 45° avec leurs bases. L'axe de la pupille d'entrée est situé dans ce plan suffisamment à l'avant de l'optique pour que le faisceau incident ainsi déterminé fasse avec les surfaces réflèchissantes un angle d'attaque supérieur ou égal à l'angle de réflexion totale correspondant aux longueurs d'onde à éliminer.

La taille des miroirs est réalisée avec une très grande précision afin de permettre l'assemblage des deux éléments par simple adhérence optique. Un filtre recouvre la pupille et arrête les grandes longueurs d'onde.

Lorsqu'on observe une source à l'infini avec un tel montage, on obtient dans le plan focal image quatre taches lumineuses dont une seule est effectivement l'image de la source. En effet l'incidence sur l'optique étant quasi rasante le faisceau qui traverse la pupille peut venir impressionner l'émulsion photographique soit directement, soit après réflexion sur l'un ou l'autre des deux miroirs, soit enfin après

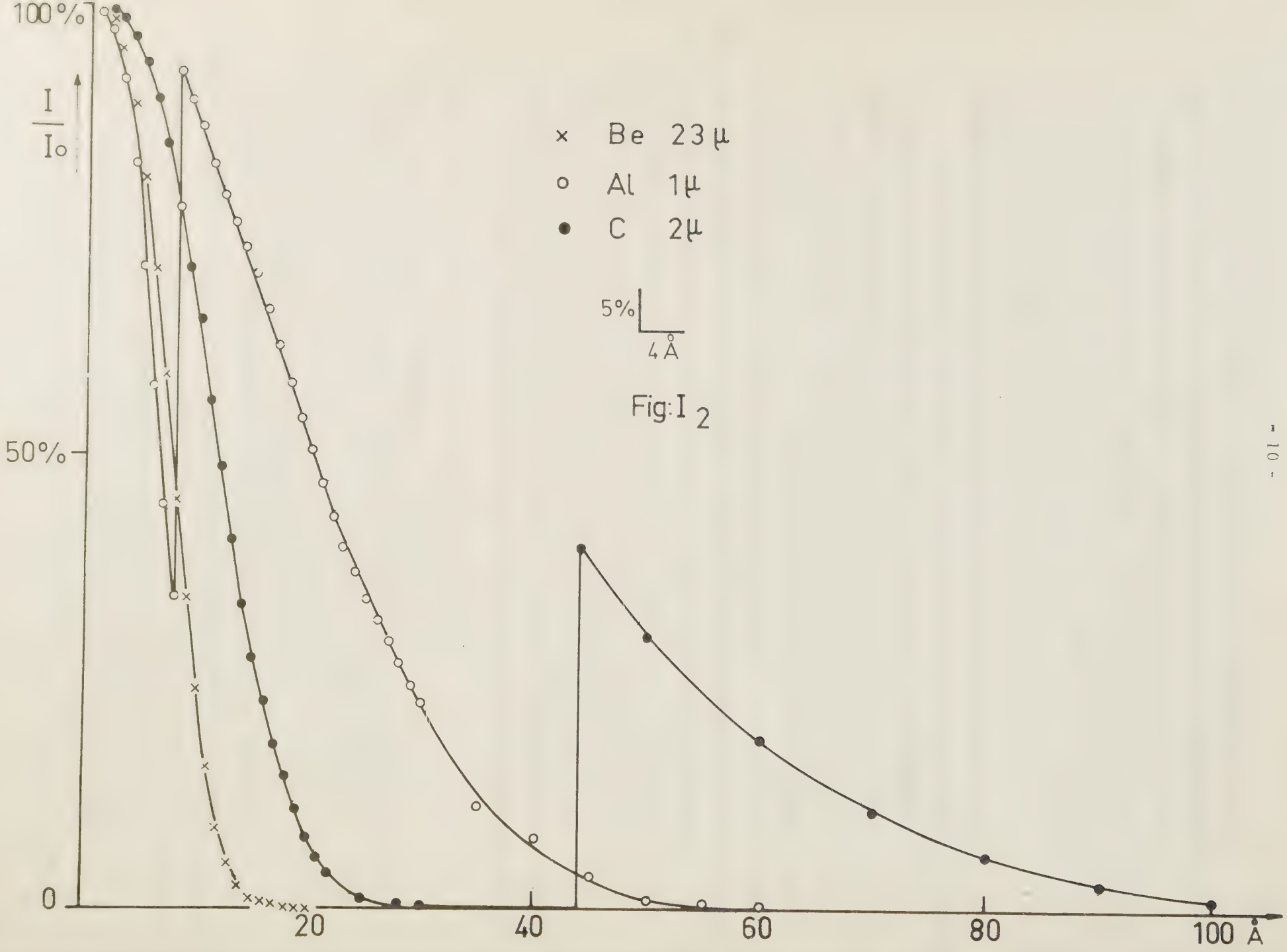


Fig: I_2

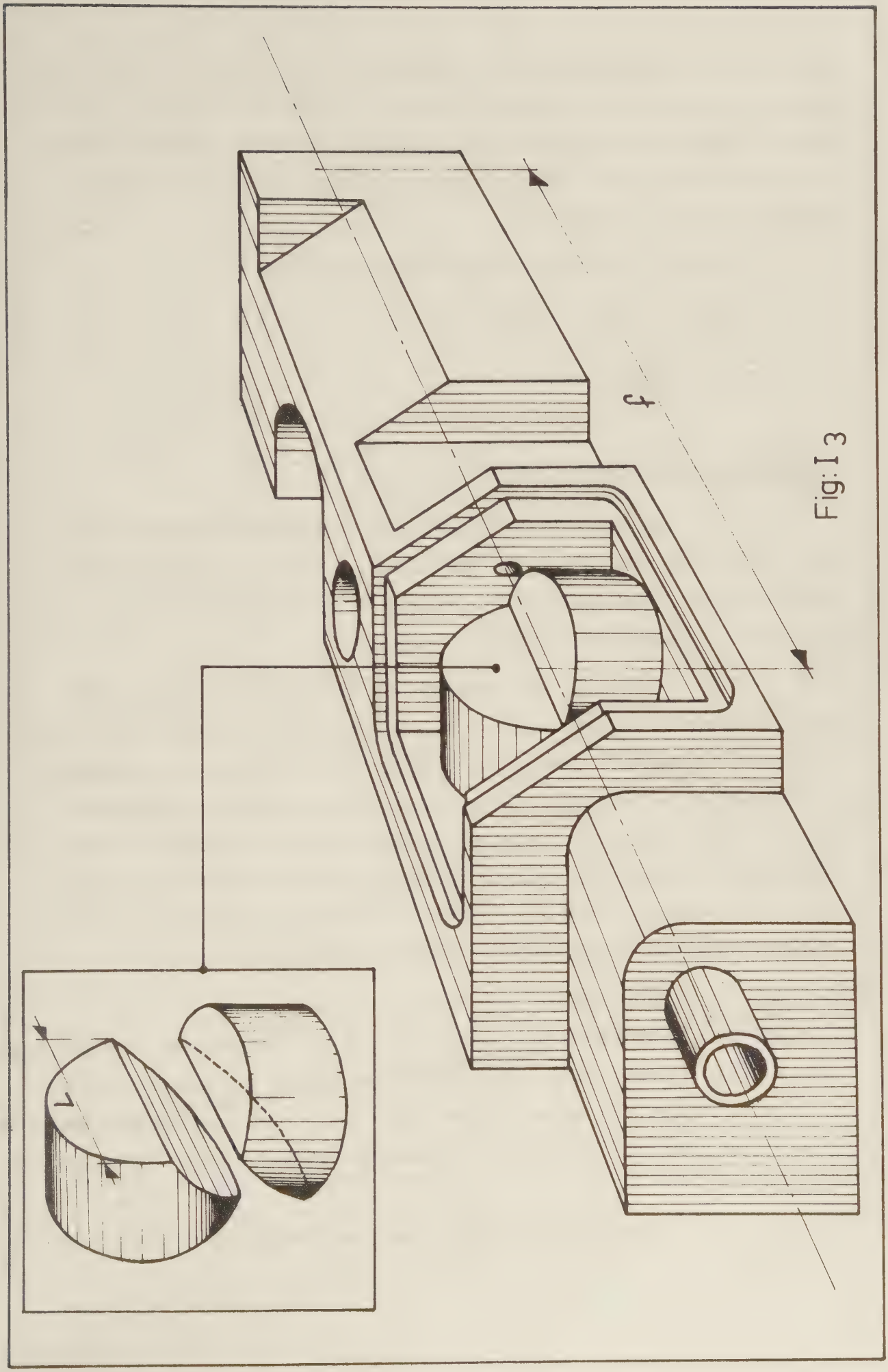


Fig: I 3

réflexion sur l'un puis sur l'autre des miroirs et seuls les rayons qui ont suivi ce dernier trajet forment réellement l'image de la source. Le télescope se trouve convenablement reglé lorsque les quatre taches occupent les sommets d'un carré dont la longueur du côté "a" est liée à l'angle d'attaque Uc par la relation :

$$a = f u + (f - \frac{L}{2}) u \quad \text{où } f = Ru = \text{distance focale}$$

$$\text{si } \frac{L}{2} \ll f, \; a = 2 f u = 2 R u^2$$

$$u = \sqrt{\frac{a}{2R}}$$

II - REPARTITION SPECTRALE

Simultanément à l'obtention des photographies du soleil, nous avons cherché à obtenir la répartition spectrale du rayonnement X pour les longueurs d'onde inférieures à 50 $\mathring{A}$. A cette fin nous avons employé la méthode dite des filtres balancés.

Rappelons que l'intensité X transmise par une feuille mince d'un élément présente des discontinuités caractéristiques pour des longueurs d'onde qui correspondent aux différentes énergies d'ionisation des atomes en jeu. L'utilisation successive de deux filtres d'éléments voisins, d'épaisseurs convenablement ajustées pour que leurs courbes d'intensité transmise se superposent de part et d'autre des deux discontinuités convenables, permet de mesurer l'intensité du rayonnement dans la bande spectrale comprise entre celles-ci (fig. I_4).

Description du montage

Soixante filtres ont été utilisés (fig. I_5). Ils sont obtenus soit par laminage, soit par évaporation thermique sous vide, soit encore par évaporation de solution de l'élément dans un solvant très volatil. Les couches sont préparées sans support ou sur des feuilles de plastique très minces de transmission connue [4].

Les différents filtres sont maintenus entre deux rondelles

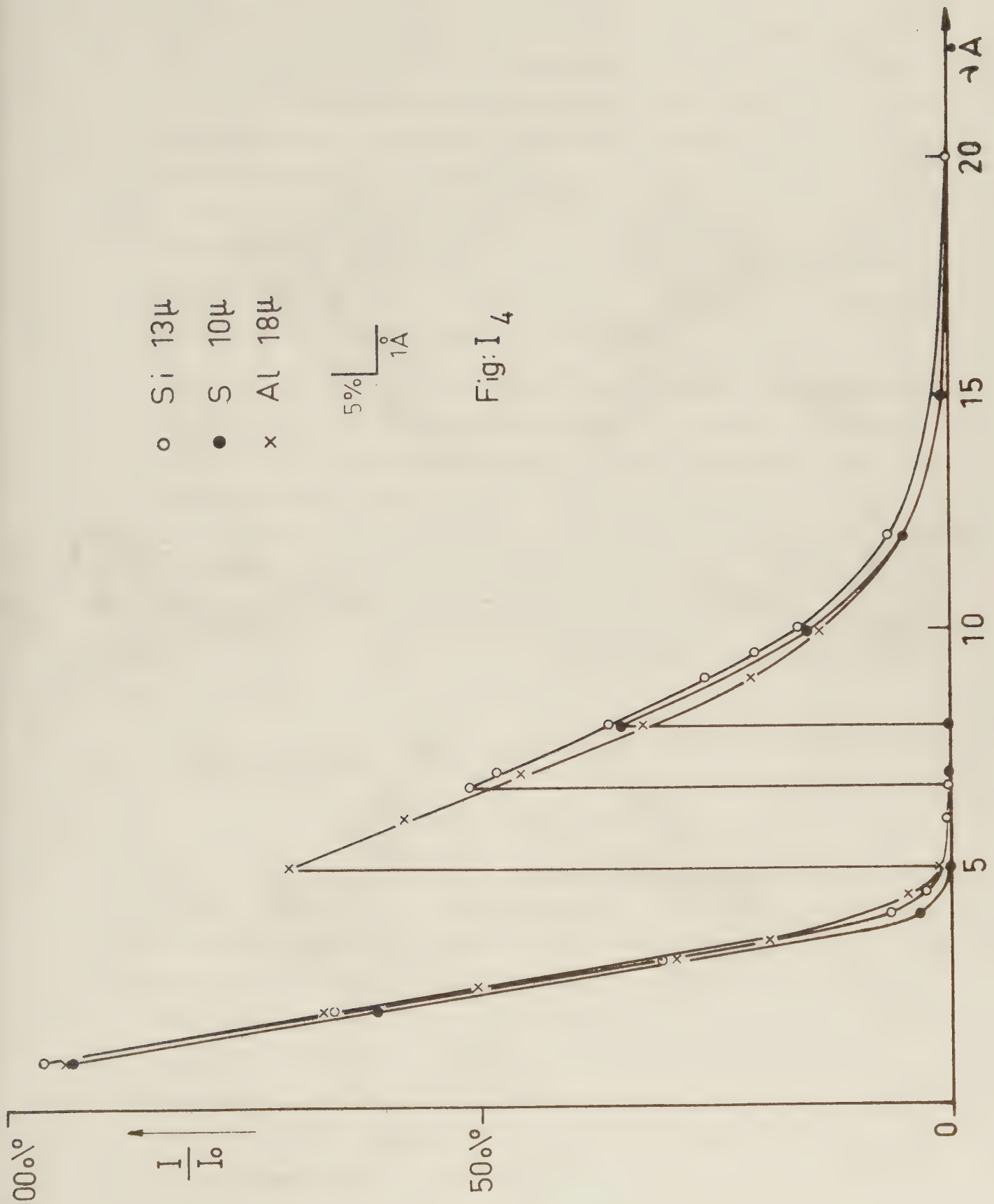


Fig: I 4

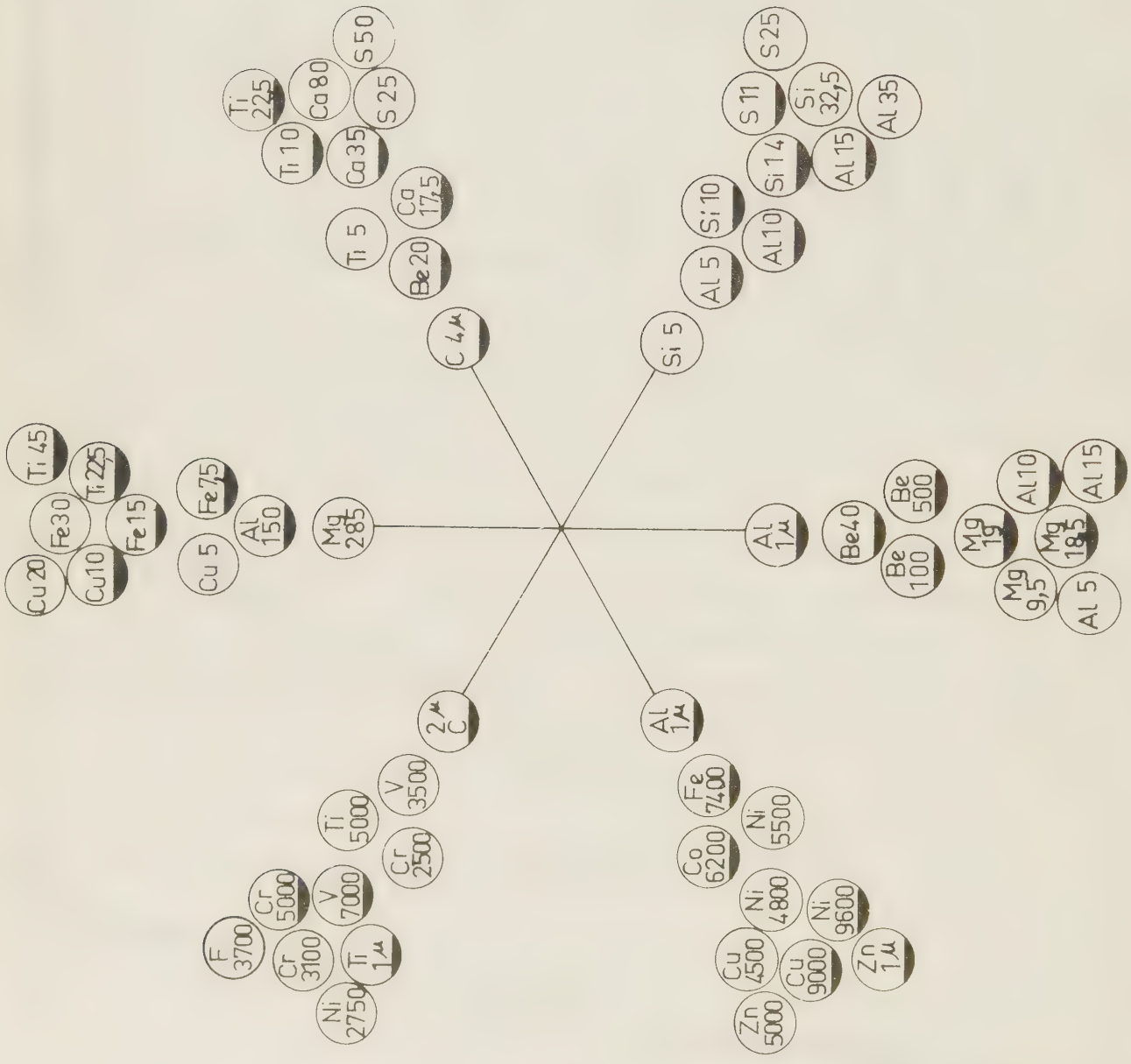

Cu 20
Fe 30
Ti 45
Cu 10
Ti 225
Fe 15
Cu 5
Fe 75
Al 150
Mg 285
Ti 225
Ti 10
Ca 80
S 50
Ca 35
S 25
Ti 5
Ca 17,5
Be 20
C 4 µ
Si 5
Al 5
Si 10
Al 10
S 11
S 25
Si 14
Si 32,5
Al 15
Al 35
Al 1 µ
Be 40
Be 500
Be 100
Mg 19
Al 10
Mg 9,5
Mg 18,5
Al 15
Al 5
2 µ C
Al 1 µ
Fe 7400
Ni 5500
Co 6200
Ni 4800
Ni 9600
Cu 4500
Cu 9000
Zn 1 µ
Zn 5000
F 3700
Cr 5000
V 7000
Cr 3100
Ti 1 µ
Ni 2750
Ti 5000
V 3500
Cr 2500

Fig I 5

qui s'emboîtent l'une dans l'autre et laissent libre au centre une surface de deux millimètres de diamètre. Ces rondelles sont mises en place dans des porte-écrans et y sont maintenues grâce à une contre-pièce. Douze porte-écrans identiques en forme de secteur circulaire sont juxtaposés et forment le couvercle d'une boîte cylindrique (fig. I_6). Celui-ci est surmonté d'un obturateur. Lors de son ouverture, seul un secteur sur deux peut être utilisé. Six films sont placés au fond de la boîte, en face de chacun des six secteurs utiles ; des caches sont disposés entre les écrans et le film afin d'éviter que celui-ci ne puisse être totalement voilé au cas où l'un des écrans viendrait à céder. .

Les intensités transmises doivent être dans une gamme convenable de réponse du film photographique. Dans toute la mesure du possible, un jeu de plusieurs filtres d'épaisseurs différentes a été utilisé pour chaque bande passante afin que cette condition puisse être satisfaite pour au moins l'un d'entre eux, ceci compte-tenu des valeurs possibles du flux X solaire. De ce fait, pour un tiers environ des filtres, l'intensité transmise est soit trop faible, soit trop intense pour être mesurable. Les filtres qui ont effectivement fait l'objet de mesure sont indiqués sur la figure I5.

III - SPECTROSCOPIE

A) Principe de l'expérience

Après ces études préliminaires qui portaient essentiellement sur une évalutation du nombre de photons émis par le soleil dans le domaine X, nous avons abordé l'étude dispersive des raies de type Kα du magnésium dans différents états d'ionisation. Nous portons dans le tableau I -1 les valeurs des longueurs d'onde des transitions 2p - 1s, calculées par L. L. HOUSE[5] pour les ions Mg différemment chargés. Le but de l'expérience est de résoudre les raies Kα émises par les ions Mg XII, Mg XI et éventuellement Mg X ; la réflexion cristalline le permet si l'on choisit convenablement le cristal analyseur ; on peut en effet atteindre dans notre domaine spectral une résolution de quelques 10^{-4}.

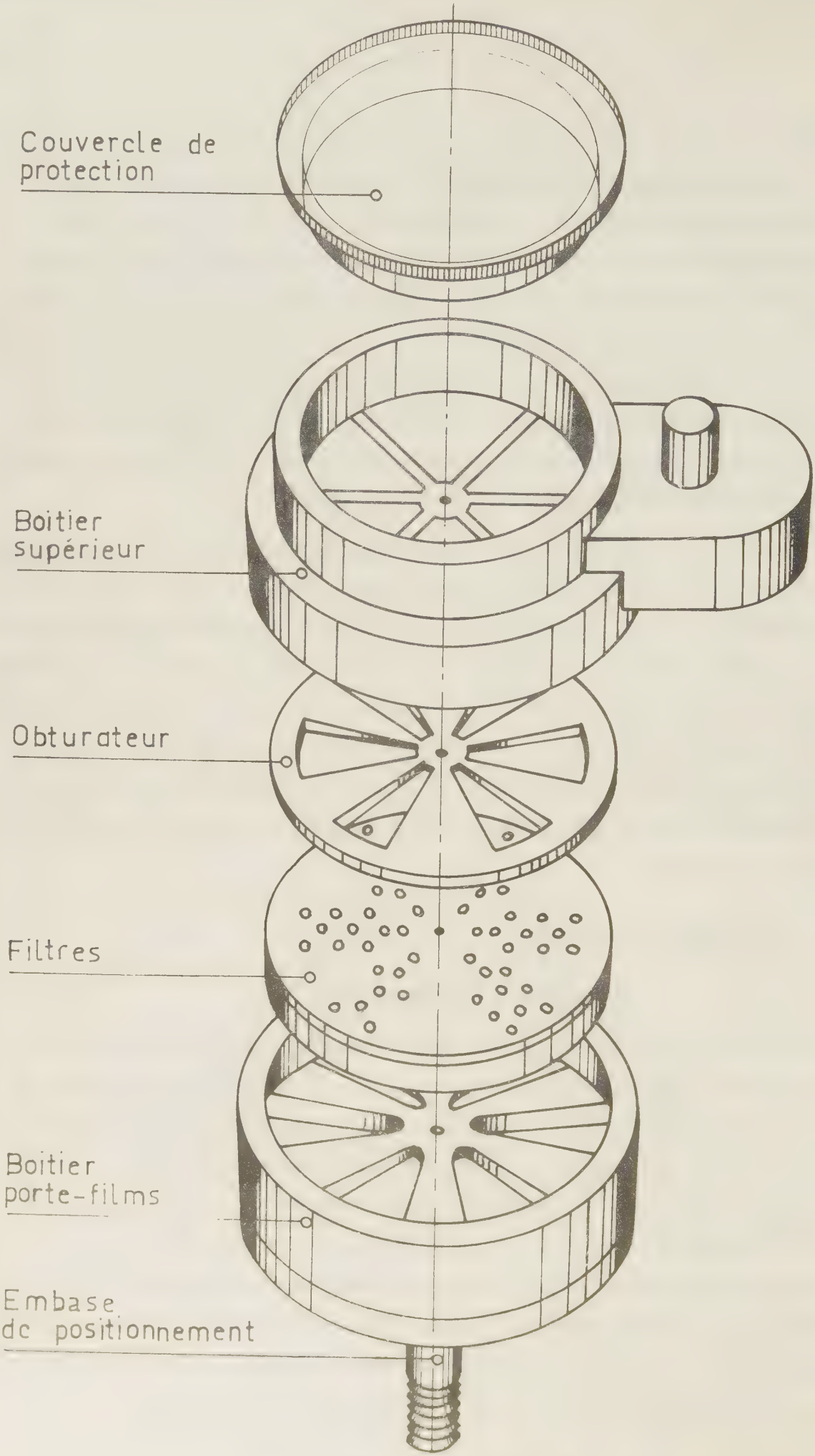

Couvercle de protection
Boitier supérieur
Obturateur
Filtres
Boitier porte-films
Embase de positionnement

Fig: I 6

TABLEAU I - 1

Atome	Transition		λ_C
	Configuration I	Configuration F	
Mg II	$1s2s^2 2p^6 3s^2$	$1s^2 2s^2 2p^5 3s^2$	9.897
III	$1s2s^2 2p^6 3s$	$1s^2 2s^2 2p^5 3s$	
IV	$1s2s^2 2p^6$	$1s^2 2s^2 2p^5$	9.890
V	$1s2s^2 2p^5$	$1s^2 2s^2 2p^4$	9.821
VI	$1s2s^2 2p^4$	$1s^2 2s^2 2p^3$	9.731
VII	$1s2s^2 2p^3$	$1s^2 2s^2 2p^2$	9.651
VIII	$1s2s^2 2p^2$	$1s^2 2s^2 2p$	9.551
IX	$1s2s^2 2p$	$1s^2 2s^2$	9.443
X	$1s2s\,2p$	$1s^2 2s$	9.342
XI	$1s2p$	$1s^2$	9.235
XII	$2p$	$1s$	8.421(*)

(*) R. L. KELLY [6]

Deux spectrographes de BRAGG ont été utilisés simultanément. Ils étaient équipés tous les deux d'un cristal de phosphate monoammonique (A D P) de constante réticulaire d = 5,32 Å ; l'un d'eux est centré sur la longueur d'onde Kα de l'ion Mg XII 8,42 Å, qui correspond à un angle de BRAGG de 52°26', l'autre est centré sur Kα Mg XI 9,24 Å, soit 60°07'. Ils peuvent tourner de plus ou moins 1°20' autour de cette position moyenne afin de balayer l'ensemble du domaine spectral à étudier, compte-tenu de la largeur angulaire du soleil, égale à 32 minutes.

Le rayonnement X issu d'un diamètre quelconque du soleil est isolé grâce à un collimateur mécanique. Ce faisceau frappe le cristal dont l'axe de rotation est perpendiculaire à l'axe optique du collimateur. Le rayonnement réflèchi est reçu par un compteur proportionnel à large fenêtre, ce qui permet de laisser ce dernier immobile tandis que le cristal tourne et balaye le domaine angulaire défini ci-dessus.

B) Description du montage

Notre appareillage a été conçu pour s'adapter au mieux à la partie de la pointe scientifique qui nous était impartie . Le volume conique sous le "nose cône" a 90 cm de haut et pour base un plateau circulaire de 40 cm de diamètre ; un volume cylindrique de 35 cm de hauteur se situe immédiatement sous le précédent ; il est limité à sa partie inférieure par un plateau de même diamètre. Notre montage est réalisé en deux parties distinctes :-le spectrographe proprement dit et les modules d'électronique nécessaires au fonctionnement et à la transformation des données en signaux utilisables pour la télémesure qui sont fixés sur le plateau inférieur ;

- les collimateurs qui sont fixés, ainsi que les senseurs solaires dont ils sont solidaires, au plateau supérieur par l'intermédiaire de colliers de règlage; c'est donc le corps de la pointe lui-même qui remplit l'office de structure rigide de notre appareil dont nous allons décrire successivement les différents éléments :

1) Les collimateurs

a) Principe :

On sait que le rayonnement X solaire est essentiellement émis par des

sources discrètes dont la divergence angulaire est de l'ordre de quelques minutes. Afin d'isoler le rayonnement émis par les centres actifs éventuellement disposés suivant un diamètre solaire, il est nécessaire d'utiliser un collimateur qui permette d'isoler sur le soleil une zone diamétrale de quelques minutes de largeur.

L'appareil le plus élémentaire qui puisse être envisagé est un simple conduit de longueur D, délimité par deux plans parallèles distants de r ; dans la direction perpendiculaire à ces plans, la divergence est $2\alpha = 2\ r/D$. Mais la surface collectrice donc la luminosité d'un tel appareil est très faible et sa réalisation difficile compte-tenu des divergences à atteindre ; de plus, il peut se produire sur les parois des diffusions parasites qui perturbent fortement les observations. Une solution pour pallier ces inconvénients est d'utiliser un ensemble de conduits dont les extrémités aient été préalablement diaphragmées par un système de fentes. Mais le montage devient très encombrant pour un rapport de la surface collectrice utile à la surface de base de l'appareil qui reste faible.

Une autre solution est l'utilisation d'un collimateur à grilles (7). La fonction de transmission de cet appareil a l'inconvénient de présenter plusieurs lobes ; mais il est possible de minimiser fortement l'importance des lobes secondaires et donc d'obtenir une bonne définition angulaire du faisceau transmis, c'est-à-dire une bonne efficacité du lobe principal.

Considérons deux grilles parallèles, G_1 et G_n, distantes de D (fig. I_7). Soient L leur longueur, p leur pas et t la dimension des trous dans la direction OX. Regardons ce qui se passe dans le plan XOZ perpendiculaire à ces grilles. Les deux trous d'abscisses x définissent le lobe principal dont la divergence est $2\alpha_0 = 2\ t\ /\ D$.

Mais il faut tenir compte du rayonnement qui peut passer par les m trous présents le long de OX. Ainsi au point A_n^o il arrive une infinité de rayons dont les inclinaisons par rapport à OZ sont comprises entre :

Arc tg o et Arc tg $\frac{t}{D}$, Arc tg p/D et Arc tg $^{p+t}/D$, Arc tg $^{2p}/D$ et

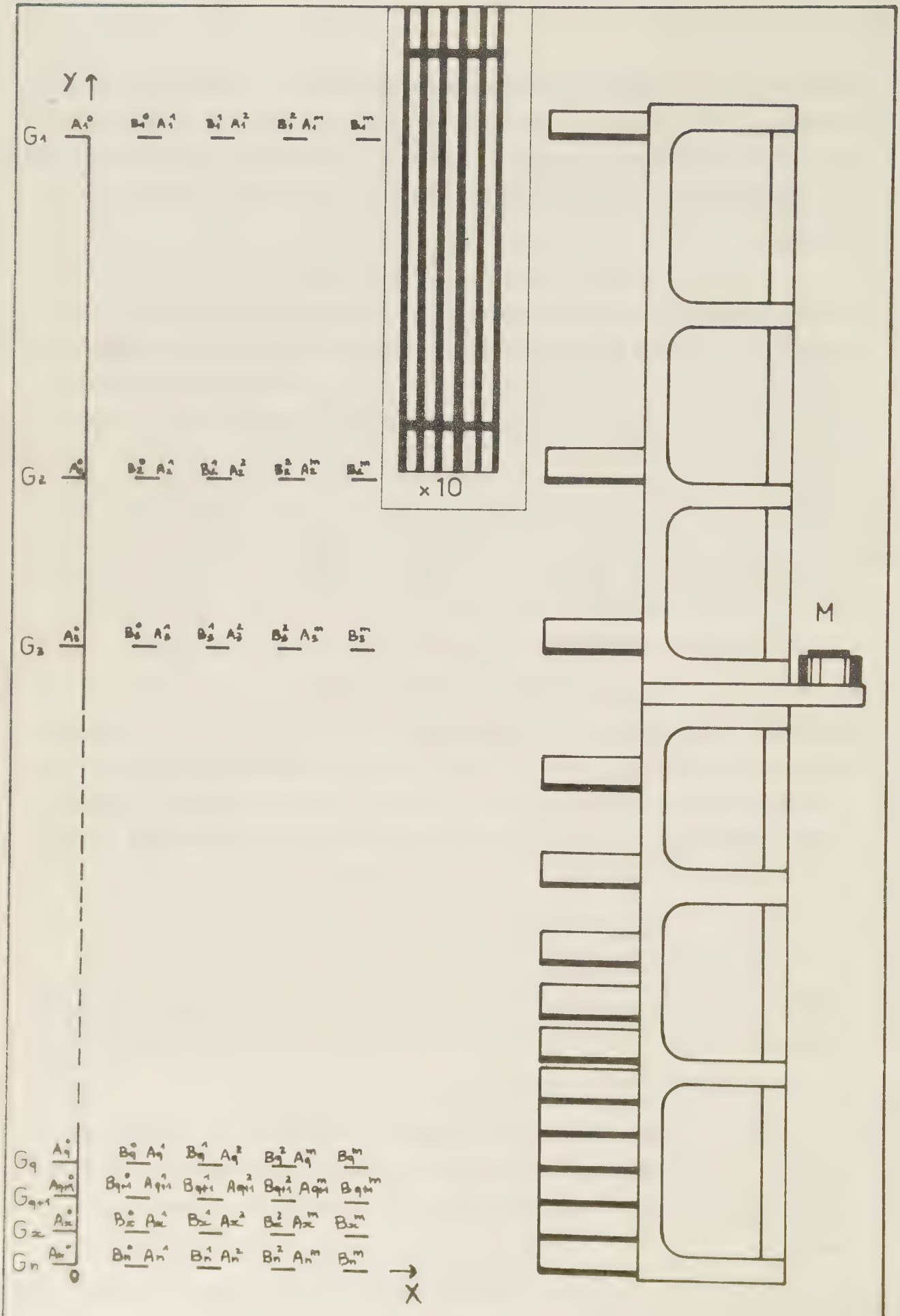


Fig: I 7

Arc tg $^{2p+t}/_{D}$..... soit, plus généralement, entre α et β définis par

$$\alpha = \text{Arc tg } \frac{mp}{D} \qquad \text{et} \quad \beta = \text{Arc tg } \frac{mp+t}{D} \qquad \text{ou } m = 0, 1, 2 \ldots \frac{L}{p}$$

Par contre sont arrêtés tous les rayons dont les inclinaisons sont comprises entre :

Arc tg $^{t}/_{D}$ et Arc tg $^{p}/_{D}$, Arc tg $^{p+t}/_{D}$ et Arc tg $^{2p}/_{D}$, Arc tg $^{2p+t}/_{D}$ et Arc tg $^{3p}/_{D}$.....

c'est-à-dire entre :

$$\alpha' = \beta = \text{Arc tg } \frac{mp+t}{D} \qquad \text{et} \quad \beta' = \text{Arc tg } \frac{(m+1)p}{D}$$

Plaçons maintenant une troisième grille G entre G_1 et G_n de façon telle qu'elle arrête le rayon $A_1^1 \; A_n^0$; elle doit être située à une distance D_2 de G_n donnée par :

$$\frac{D_2}{D} = \frac{A_2 \; B_2}{A_1 \; A_1} = \frac{t}{p} \quad ; \quad D_2 = D . \frac{t}{p}$$

Nous éliminons ainsi parmi les rayons arrivant initialement en A_n tous ceux qui ont une inclinaison comprise entre :

Arc tg $^{t}/_{D_2}$ et Arc tg $^{p}/_{D_2}$.... soit Arc tg $^{t}/_{D} \cdot {}^{p}/_{t}$ et Arc tg $^{p}/_{D} \; {}^{p}/_{Z}$

c'est-à-dire entre :

$$\alpha'_2 = \text{Arc tg } \left(\frac{mp+t}{D} \cdot \frac{p}{t} \right) \text{ et } \beta'_2 = \text{Arc tg } \left(\frac{(m+1)p}{D} \cdot \frac{p}{t} \right)$$

Plaçons ensuite une quatrième grille G_3 entre G_2 et G_n de façon telle qu'elle arrête le rayon $A_2^1 \; A_n^0$; elle est à une distance D_3 de G_n définie par :

$$\frac{D_3}{D_2} = \frac{A_3 \; B_3}{A_2 \; A'_2} = \frac{t}{p} \qquad D_3 = D \left(\frac{t}{p} \right)^2$$

Nous éliminons ainsi les rayons d'inclinaison comprise entre :

$$\alpha'_3 = \text{Arc tg } \frac{mp+t}{D} \cdot \left(\frac{p}{t}\right)^2 \quad \text{et } \beta'_3 = \text{Arc tg } \frac{(m+1)p}{D} \cdot \left(\frac{p}{t}\right)^2$$

En généralisant les formules précédentes, on voit que la $q+2^{\text{éme}}$ grille G_{q+1}, placée entre les grilles G_q et G_n à une distance D_{q+1} de cette dernière telle que $D_{q+1} = D \left(t/p\right)^q$ (I - 1)

arrête les rayons qui ont une inclinaison comprise entre

$$\alpha'_{q+1} = \text{Arc tg } \frac{mp+t}{D} \left(\frac{p}{t}\right)^q \quad \text{et } \beta'_{q+1} = \text{Arc tg } \frac{(m+1)p}{D} \left(\frac{p}{t}\right)^q \qquad \text{(I - 2)}$$

D'après la relation (I - 1), nous voyons que les grilles doivent être placées successivement en progression géométrique de raison $\frac{t}{p}$. D'après la relation (I - 2) le premier lobe secondaire a une inclinaison α_s supérieure à β'_{q+1} ; au point A^0_n (m = 0), elle est donc =

$$\alpha_s = \text{Arc tg } \frac{p}{D} \left(\frac{p}{t}\right)^q = \text{inclinaison du rayon } A^1_{q+1} A^0_n$$

Afin d'éliminer l'existence d'un lobe secondaire, il est nécessaire, en principe, que α_s soit supérieur à l'inclinaison maximum α_M des rayons acceptés par le collimateur, donc que la condition :

$$\alpha_s > \alpha_M = \text{Arc tg } \frac{L}{D}$$

soit vérifiée. Elle permet de déterminer le nombre q+1 de grilles nécessaires pour qu'il en soit ainsi. Si l'angle α_e sous lequel on voit la source du collimateur est inférieur à α_M, il suffit que $\alpha_s > \alpha_e$ et ce sont alors les dimensions de la source qui conditionnent l'élimination du lobe secondaire.

Remarquons que l'inclinaison des rayons passant à travers la grille G_{q+1} est légèrement différente en B^0_n de celle en A^0_n. Afin que les relations (I - 2) établies au point A^0_n, soient valables au point B^0_n, nous avons intercalé entre la grille G_{q+1} et la grille G_n, x grilles en progression arithmétique de raison $r = D_{q+1}$

$$r = D \left(\frac{t}{p}\right)^{q-1} \left(1 - \frac{t}{q}\right)$$

Le rayon $A^2_x B^0_n$ a l'inclinaison :

$$\text{Arc tg} \frac{p-t}{D_{q+1} - x(D_q - D_{q+1})} = \text{Arc tg}\left[\frac{p-t}{D(t/p - x(1 - t/p)} (p/t)^{q-1}\right]$$

Il sera parallèle au rayon $A^2_{q+1} A^0_n$ si la condition suivante est satisfaite :

$$\text{Arc tg}\left[\frac{p-t}{D(t/p - x(1 - t/p)} (p/t)^{q-1}\right] = \text{Arc tg}\left[p/D (p/t)^q\right]$$

ce qui conduit à $x = (\frac{t}{p})^2 / 1 - \frac{t}{p}$

Or dans la distance D_{q+1} séparant la grille G_{q+1} de la grille G_n, il est possible d'intercaler au total un nombre x' de grilles, dans cette progression arithmétique, égal à :

$$x' = D_{q+1} / D_q - D_{q+1} = \frac{t}{p} / 1 - \frac{t}{p}$$

Lorsque t/p est inférieur à 1, x est inférieur à x' et la construction est possible.

b) Réalisation des collimateurs

Dans notre cas nous avons voulu définir sur le soleil une zone diamétrale de $\pm$ 3 minutes de large. Il est possible de faire réaliser mécaniquement des grilles constituées de barreaux de 120 μ de largeur distants dans une direction de p = 400 μ, ce qui conduit à des trous de dimension t = 280 μ Nous avons calculé à l'aide des formules précédentes qu'avec de telles grilles notre collimateur aurait 31 cm de long. Le rapport $t/p = 0,7$ donne la raison de la progression géométrique. Le nombre de grilles dans cette progression est déterminé par le fait que nous ne voulions pas de lobe secondaire à moins de 1^0 du lobe principal. Il faut 12 grilles pour que cette condition soit satisfaite. Nous ajoutons de plus 2 grilles en progression arithmétique. Nous obtenons finalement un collimateur de 14 grilles réparties de la manière suivante :

G_1	D_1 = 311 mm		D_8 = 42 mm
	D_2 = 234 mm		D_9 = 32 mm
	D_3 = 176 mm		D_{10} = 24 mm
	D_4 = 132 mm	G_{q+1}	D_{11} = 18 mm
	D_5 = 99 mm		D_{12} = 12 mm
	D_6 = 74 mm		D_{13} = 6 mm
	D_7 = 56 mm	G_n	D_{14} = 0 mm

La figure I_7 donne un agrandissement à l'échelle 10 des grilles de nickel utilisées ; elles ont été obtenues par électroformage ; ce procédé d'usinage permet d'atteindre une très grande précision. Ainsi les barreaux ne présentent théoriquement pas d'irrégularité supérieure à 3 μ et sont disposés à mieux que 3 μ près. Ils sont hémicylindriques et de ce fait leur largeur est double de leur épaisseur maximale ; cette dernière est de 60 μ . Les grilles ont 4 cm sur 4 cm ; dans la direction OX, le pas est de 400 μ ; dans la direction perpendiculaire, il est de 7,5 mm. Chaque grille a été vérifiée à l'aide d'un agrandisseur à micromètre au grandissement 100. Seules ont été conservées celles dont les dimensions ne s'écartent pas de plus de 5 μ des valeurs théoriques et qui présentent moins de 10 défauts dans la zone utile, aucun de ceux-ci n'étant une rupture de barreau .

Les grilles sont collées avec une colle époxy sur des supports en AU_4 G préalablement vieillis artificiellement dans le but d'annihiler les contraintes. Ces supports sont usinés à la fraiseuse avec une précision de l'ordre de 2/100 mm ; ils présentent latéralement deux pattes qui servent au montage. Le collage se fait sous lunette binoculaire et les barreaux sont disposés parallèlement à la direction définie par les pattes du support avec une précision de l'ordre de 10'. Nous nous sommes assurés que dans la direction perpendiculaire les barreaux étaient répartis de façon tout à fait aléatoire. Le parallèlisme est ensuite amélioré par usure des pattes. Le contrôle final se fait alors sous microscope, la précision obtenue étant de l'ordre de 30 secondes.

L'assemblage des grilles ainsi montées est réalisé sur une équerre en verre dont la planéité est supérieure à la minute d'arc.

Au cours de cette opération, les pattes des supports doivent être en contact avec le plan de référence de l'équerre. L'espacement entre les grilles est assuré par des cales en verre, usinées avec une précision de 1/10 de mm.

Lorsque l'alignement des grilles est satisfaisant, nous les emprisonnons dans une pièce en forme de "U" rigide, également en AU_4G vieilli sur laquelle se fixe un couvercle en U ; ce couvercle, en aluminium de 2/10 mm, est suffisamment flexible pour ne pas apporter de contrainte à l'ensemble.

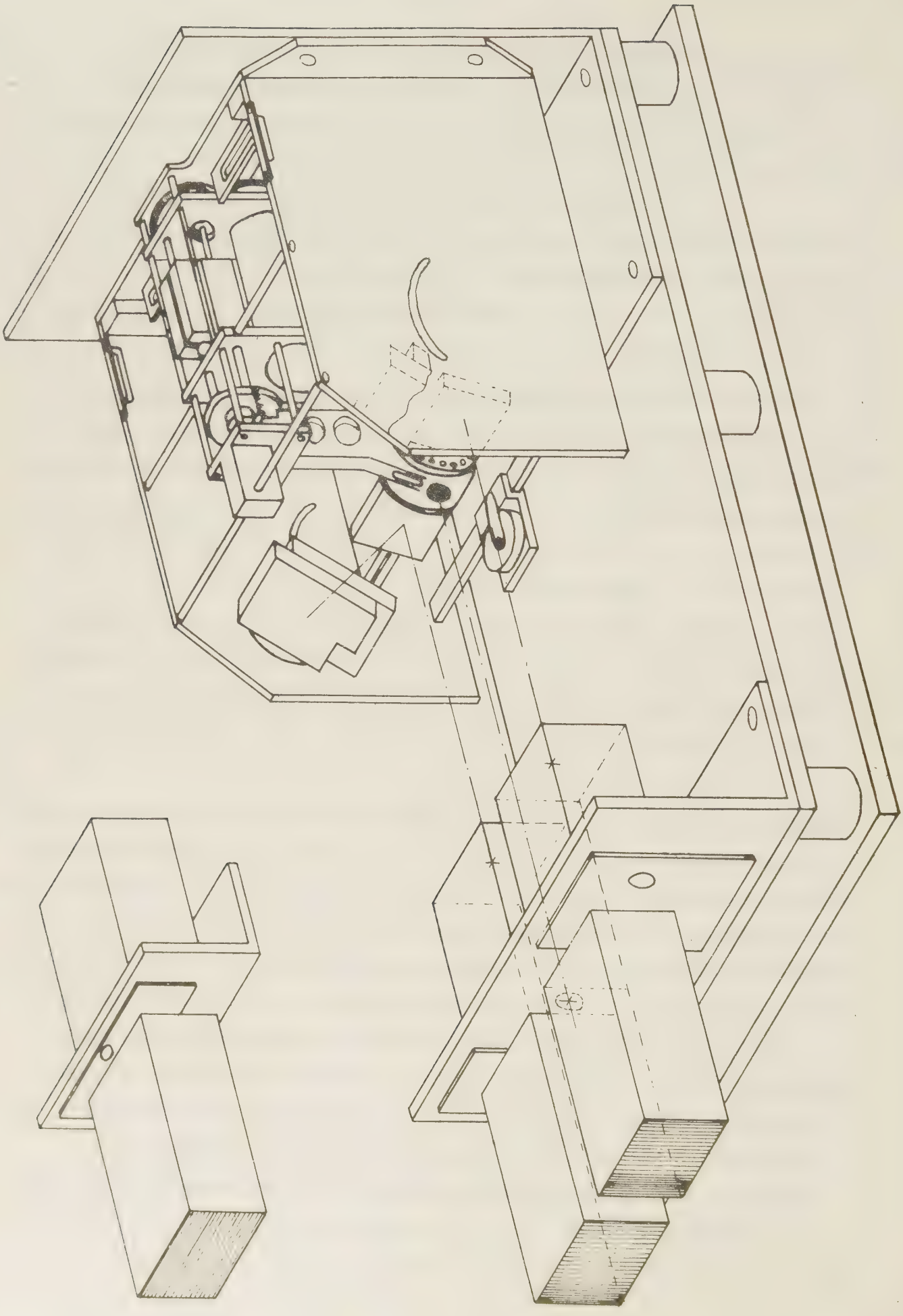
Enfin un petit miroir est fixé au corps du collimateur de telle sorte que sa normale soit parallèle à l'axe de visée défini par le collimateur. Ce miroir sert à effectuer les règlages optiques de l'ensemble du spectrographe.

2) Le spectrographe

L'appareillage utilisé est un double spectrographe de BRAGG à détection électronique, un seul mécanisme d'entrainement assurant la rotation simultanée de deux cristaux plans. Nous décrirons successivement ses différents éléments (fig. I_8)

a) Le système d'entraînement

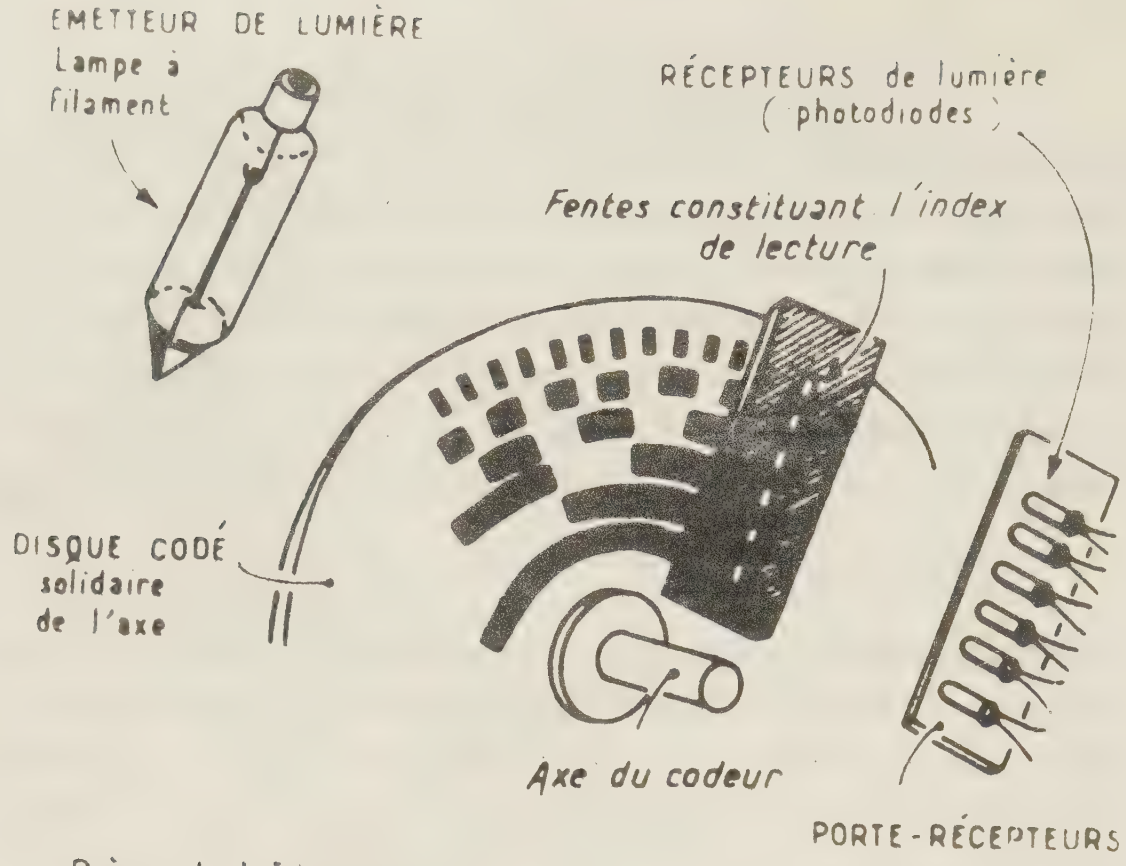
Occupant la partie centrale du montage, il se compose de la façon suivante : à un moteur pas à pas tournant de 90° par pas est accouplé un réducteur de 15,2/1, la rotation étant de 5°921 par pas sur l'arbre de sortie. Un ensemble d'engrenages permet d'entraîner, d'une part dans un rapport 1/1 une vis micrométrique au pas de 0,5, d'autre part dans un rapport 1/16 l'axe d'un codeur optique. La vis micrométrique agit par l'intermédiaire d'une bille sur la portée rectifiée d'un bras de levier. Le contact est assuré par des ressorts fixés de telle sorte que leurs forces de rappel soient constantes Le bras a son point d'appui sur un axe, situé à 10 cm du point d'application de la force agissante. Cet axe assure la rotation des porte-cristaux solidairement au bras de levier. Les porte-cristaux tournent de 17 secondes d'arc environ par pas.



Le bras est muni d'un système de verrouillage qui permet de maintenir la bille légèrement écartée de sa portée lors des vibrations se produisant au moment du tir. Le verrou est libéré à la mise en route du moteur. Enfin le bras supporte un système optique qui permet, lors de son déplacement de faire défiler l'image du soleil sur une fente fixe, de 10 μ de largeur, placée devant une photorésistance. La régularité de la fréquence d'apparition et de disparition du signal transmis par la télémesure renseigne sur le bon fonctionnement du bras.

b) Le codeur optique[8]

Le domaine angulaire qu'il est nécessaire de balayer (2°41') correspond à 570 pas du moteur. Le déplacement est repéré à l'aide d'un codeur optique dont le principe est le suivant:(fig. I_9) sur un cercle en matière rigide et transparente, on délimite dix couronnes juxtaposées. Chaque couronne ou piste présente des zones ombrées ou non. Le cercle tourne autour de son axe entre deux caches immobiles, possèdant chacun 10 fentes disposées le long d'un rayon, une devant chaque couronne. Derrière l'un des caches se trouve la source de lumière, derrière l'autre 10 photodiodes disposées chacune en face d'une des fentes. L'ombrage réalisé sur les couronnes est tel que l'on ne trouve jamais, au cours d'une même révolution, deux éclairements identiques des photodiodes mais 2^{10} configurations différentes correspondant chacune à un domaine angulaire de $360^0/2^{10}$. L'ombrage utilisé ici est fait en code GRAY ou "binaire réflèchi". Son intérêt est que l'on passe d'une configuration à la suivante en ne faisant varier que l'éclairement d'une seule photodiode. Par contre, pour connaître la variation angulaire, il faut savoir passer de la valeur du code GRAY à celle du code binaire naturelle grâce à une règle de conversion. Pour des raisons de disponibilité des voies de télémesure, nous n'avons pu utiliser que les 9 pistes les plus significatives du codeur que nous avons regroupées 3 par 3, chaque groupe utilisant une voie TM à 8 niveaux. Finalement, avec ce dispositif, lorsque le moteur se déplace de 570 pas, le codeur transmet 300 indications différentes.


EMETTEUR DE LUMIÈRE
Lampe à filament
RÉCEPTEURS de lumière (photodiodes)
Fentes constituant l'index de lecture
DISQUE CODÉ solidaire de l'axe
Axe du codeur
PORTE-RÉCEPTEURS

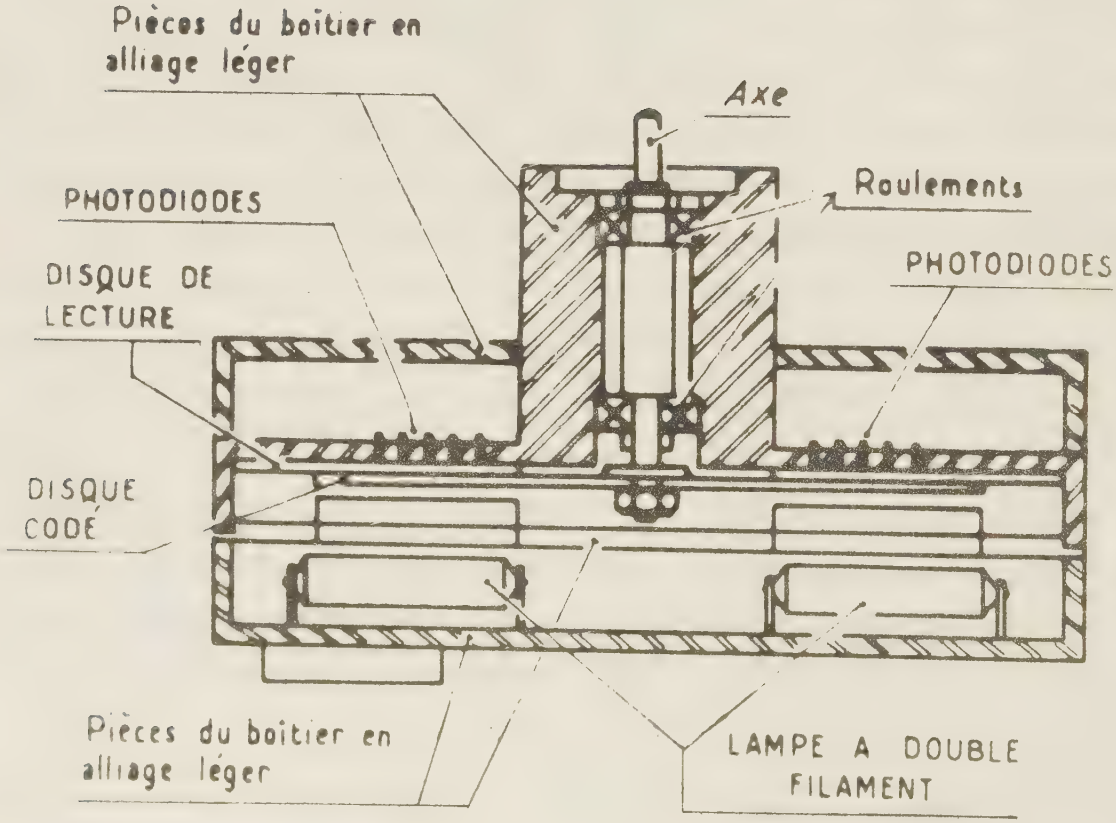

Pièces du boitier en alliage léger
Axe
Roulements
PHOTODIODES
DISQUE DE LECTURE
PHOTODIODES
DISQUE CODÉ
Pièces du boitier en alliage léger
LAMPE A DOUBLE FILAMENT

Fig: I 9

c) Les cristaux

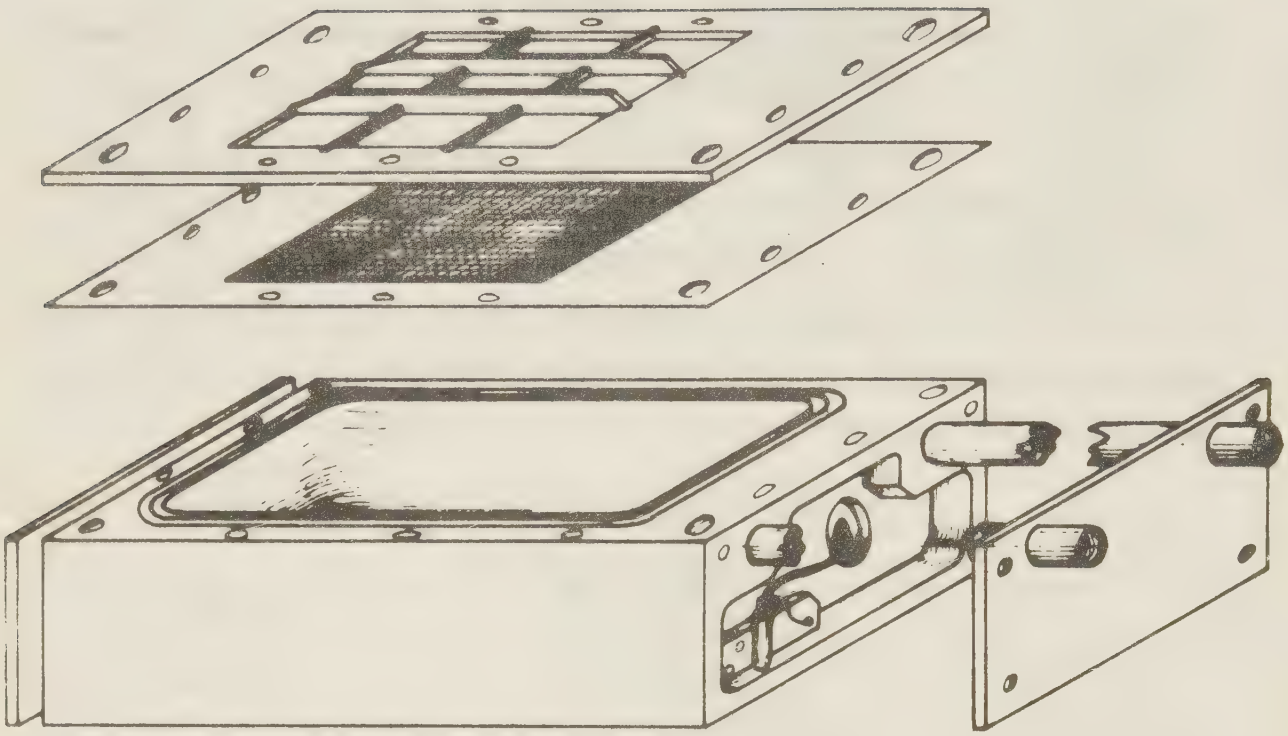
Nous avons utilisé deux cristaux de phtalate monoammonique taillés parallèlement aux plans (101) à une minute près. Ce choix sera discuté dans le chapitre II. Les lames ont une surface de 8x5 cm^2. Ces dimensions permettent que tout le faisceau issu du collimateur soit réflèchi quelque soit l'angle de BRAGG dans le domaine spectral étudié. Quant à l'épaisseur des lames, elle est de 0,5 cm c'est-à-dire suffisante pour qu'aucune déformation ne puisse s'introduire au moment de leur taille ; la planéité exigée est en effet de l'ordre de quelques franges sur l'ensemble de la surface.

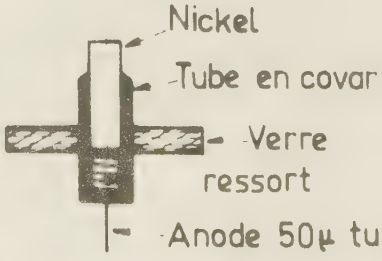
Les lames sont collées en six points sur des supports plans. Nous nous sommes assurés à l'aide d'un calibre en verre que la colle ne crée pas de contraintes introduisant des déformations locales incompatibles avec la précision souhaitée. Ces supports sont ensuite fixés dans les porte-cristaux, l'ensemble étant règlé optiquement pour balayer tout le domaine spectral.

Un sensistor fonctionnant en sonde de température permet de contrôler celle des cristaux au cours du vol.

d) Les compteurs (fig. I_{10})

Les compteurs que nous avons utilisé ont été réalisés par M. GUIONNET. Il s'agit de compteurs dits à "semi flux" c'est-à-dire pouvant fonctionner soit comme un compteur à flux soit comme un compteur scellé. La fenêtre de 16 cm^2 est obturée par une feuille de polypropylène de 4 μ d'épaisseur, collée sur une grille support dont la transparence est de 95%. Un dépôt de 1 500 $\mathring{A}$ d'aluminium obtenu par évaporation thermique sous vide assure la continuité du champ électrique au niveau de la fenêtre. Un cadre extérieur, renforcé par un croisillon, soutient l'ensemble de la fenêtre et permet l'écrasement du joint torique qui assure l'étanchéité entre celle-ci et le corps du compteur. L'électrode centrale est un fil de tungstène poli, de 50 μ de diamètre ; il est tendu à l'aide d'un ressort logé dans le tube de nickel qui sert de passage haute tension. Le remplissage du compteur est réalisé à l'aide de deux tubes en RILSAN terminés par des raccords étanches qui permettent d'assurer, soit la circulation du gaz, soit le maintien





Détail du passage haute tension

Fig: I 10

de la pression désirée dans le compteur. Le préamplificateur est fixé directement sur le fond du compteur. Le signal est ensuite envoyé à l'électronique de comptage puis à la télémesure.

Une source de ^{55}Fe munie d'un obturateur est fixée en face des compteurs et permet de s'assurer du bon fonctionnement de la chaîne de mesures immédiatement avant et après l'enregistrement du spectre en vol.

Un troisième compteur proportionnel scellé à fenêtre de béryllium de 100μ d'épaisseur et 2 mm de diamètre, rempli d'argon CO_2 à la pression atmosphérique, permet d'analyser le flux de photons solaires dans huit bandes passantes de 0,6 keV de large comprises entre 1 et 6 keV , son signal est traité comme précédemment.

3) L'électronique

Les équipements électroniques ont été entièrement conçus et réalisés par le G.E.R.X.S. avec l'aide de M.AUGER, Ingénieur du Groupe de Techniques Spatiales de l'Observatoire de Paris à Meudon. Ils comprennent les éléments suivants, répartis en quatre modules, tous alimentés par les batteries de bord :

a) Les régulateurs de tension des batteries , deux lecteurs de sonde de température donnant une mesure au voisinage des cristaux et dans le module "haute tension" b, le circuit de commande de l'obturateur de la source ^{55}Fe.

b) Un générateur de tension assurant l'alimentation des compteurs (1 700 V), il est protégé contre les risques d'effet corona ; un générateur d'impulsion assurant le fonctionnement du moteur pas à pas.

c) Un transcripteur des signaux du codeur optique vers la télémesure ; la chaîne de mesure du signal fourni par le détecteur analyseur, elle permet la transmission simultanée du nombre de coups et du numéro du canal.

d) Deux chaines de mesure assurant le traitement et la transmission des informations fournies par chacun des compteurs du spectrographe.

Ces dernières comprennent : un amplificateur d'impulsions qui peut prendre deux valeurs de gain selon que les compteurs détectent le rayonnement solaire ou celui émis par la source ^{55}Fe ; un discriminateur d'amplitude destiné à éliminer les impulsions dues à des longueurs d'onde réflèchies en ordres supérieurs ; un discriminateur de temps de montée qui permet d'éliminer les particules chargées pouvant atteindre les détecteurs ; une échelle de comptage des photons et une des particules enfin une chaine de transmission à la télémesure.

Enfin, un bloc annexe permet de transmettre les indications du système optique, solidaire du spectrographe.

4) La télémesure

Nous disposions de neuf voies continues définies au standard IRIG (9) 2 voies rapides (18 et 19), 3 voies moyennes (8, 9 et 10) 4 voies lentes (4, 5, 6 et 7) ainsi que de 5 plots d'un commutateur sur la voie 11. Les voies 18 et 19 ont été utilisées pour transmettre le nombre de photons émis par les ions Mg XI et Mg XII, les voies 4 et 5 pour la transmission du nombre de particules reçues par les compteurs ; les voies 8, 9 et 10 pour la mesure de l'angle des cristaux, la voie 7 pour la transmission du nombre de photons recueillis par le détecteur analyseur dont l'indication de domaine spectral est fourni par le plot 23 de la voie 11 ; la voie 6 pour le signal de l'optique solidaire du spectrographe ; et les 4 autres plots de la voie 11 pour transmettre les températures et les renseignements concernant le fonctionnement de l'obturateur et de la haute tension.

IV - DESCRIPTION DES BANCS D'ESSAIS

Dans ce paragraphe nous décrirons rapidement les montages que nous avons fait réaliser pour effectuer au sol le contrôle et la mise au point de l'ensemble du montage spectrographique et de ses éléments.

A) Simulateur spatial (fig. I_{11})

Afin de pouvoir vérifier les performances de divers spectrographes et télescopes X embarquables, nous avons été amenés à réaliser un "simulateur spatial". Il est, en effet, nécessaire de pouvoir disposer d'un banc d'essai sous vide comportant un faisceau X homogène de section variable, quasi monochromatique, de longueur d'onde comprise entre quelques angströms et quelques dizaines d'angströms, dans lequel puissent être centrés des montages de dimensions variées.

Le faisceau X, horizontal, est produit par une source fixée sur la face avant d'un flasque circulaire vertical B. Il pénètre dans le simulateur par l'ouverture C perçée à cet effet dans le flasque. Un banc d'optique est fixé sur la face arrière de ce dernier.

Nous disposons actuellement de différents types de sources :

- un tube scellé Philips 2 kw, à anticathode de chrome, travaillant entre 10 et 100 kv ;
- un tube démontable A réalisé au laboratoire (10) de 400w, fonctionnant au-dessous de 12 kv. Il est pompé séparément grâce à un banc annexe. La qualité du rayonnement émis dépend de l'anode utilisée et des filtres éventuellement mis en place devant la fenêtre du tube ; la géométrie de l'émission peut aussi varier grâce à l'emploi d'électrodes de formes diverses, différemment orientées l'une par rapport à l'autre ;
- un écran peut être disposé à la sortie de l'un ou l'autre des deux tubes précédents ; le rayonnement utilisé est alors l'émission de fluorescence de l'écran. Ce dernier est mis en place grâce à un support orientable placé dans une enceinte vidée directement, fixé au flasque B et auquel vient s'adapter le tube à rayons X ;
- un cristal qui joue le rôle de monochromateur peut être disposé à la place de l'écran .

Le choix de la source dépend à la fois de la longueur d'onde que l'on veut utiliser, du degré de monochromatisation et de l'intensité dont il est nécessaire de disposer.

Le banc d'optique est matérialisé par une poutre métallique, horizontale, en forme de U fixée par l'une de ses extrémités

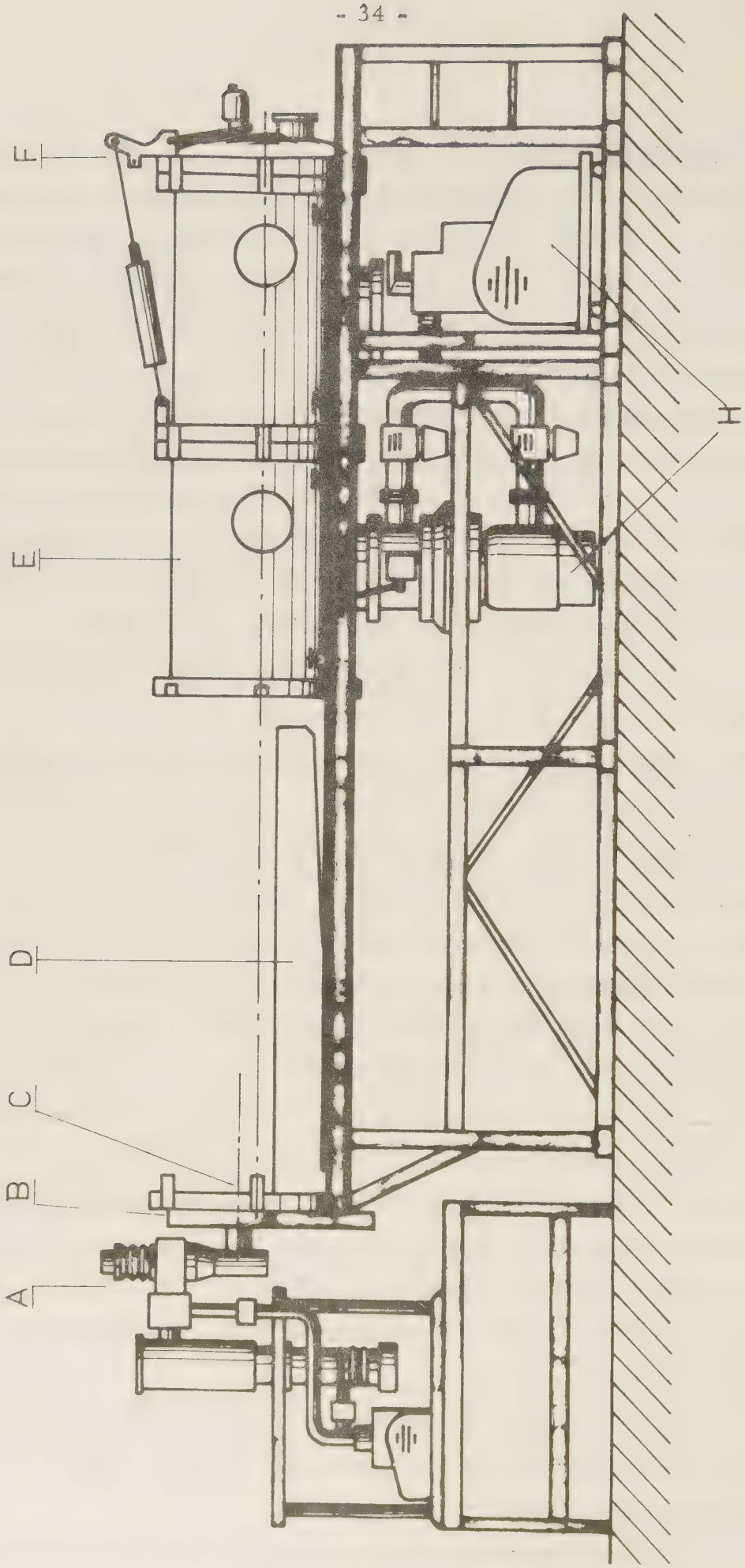


Fig: I 11

au flasque B. L'une des faces dela poutre est usinée et sert de plan de référence. Les montages à étudier sont directement positionnés sur celle-ci.

Un caisson E mobile sur des rails parallèles au banc, vient se placer autour de ce dernier sans contact avec lui. Il est fixé au flasque X par six fermetures rapides "type grenouillère", il est obturé à l'autre extrémité par un couvercle F métallique préformé muni d'un hublot. Ce couvercle s'ouvre et se ferme à l'aide d'une commande pneumatique. Le caisson est composé de deux cylindres, de 1 m de long et de 70 cm de diamètre, munis de hublôts latéraux et susceptibles de supporter l'un comme l'autre le groupe de pompage H nécessaire à la mise sous vide de l'ensemble.

Des passages électriques "basse et haute tension" permettant l'alimentation de montages électriques et électroniques, ainsi que quatre passages tournants assurant la transmission de mouvements mécaniques sont placés sur le flasque.

Enfin le réglage préalable en lumière visible des différents montages peut être effectué grâce à divers accessoires ; lunette autocollimatrice, laser, diaphragmes, collimateurs, mis en place sur le banc grâce à des supports convenables.

B) Banc d'optique X

Un banc d'optique X fonctionnant dans l'air a été utilisé pour le montage des collimateurs ; il a permis de mesurer leurs transmissions.

Il comprend essentiellement un marbre de 2 x 1 m^2 servant de plan de référence sur lequel peuvent être alignés les différents éléments nécessaires au centrage, source X, laser, lunette, ainsi que le collimateur lui-même (fig.I_{12}).

La source de lumière X est un tube Philips (A), à anode de chrome, analogue au précédent. Sa fenêtre de sortie en béryllium, de 200μ d'épaisseur et 1 cm de diamètre peut être partiellement obturée par un diaphragme (B) dont la mise en place correcte est assurée par l'écrasement d'un joint torique concentrique à la fenêtre.

Le faisceau lumineux d'un laser He Ne (I) placé à l'autre extrémité du banc, sert à matérialiser l'axe du faisceau X

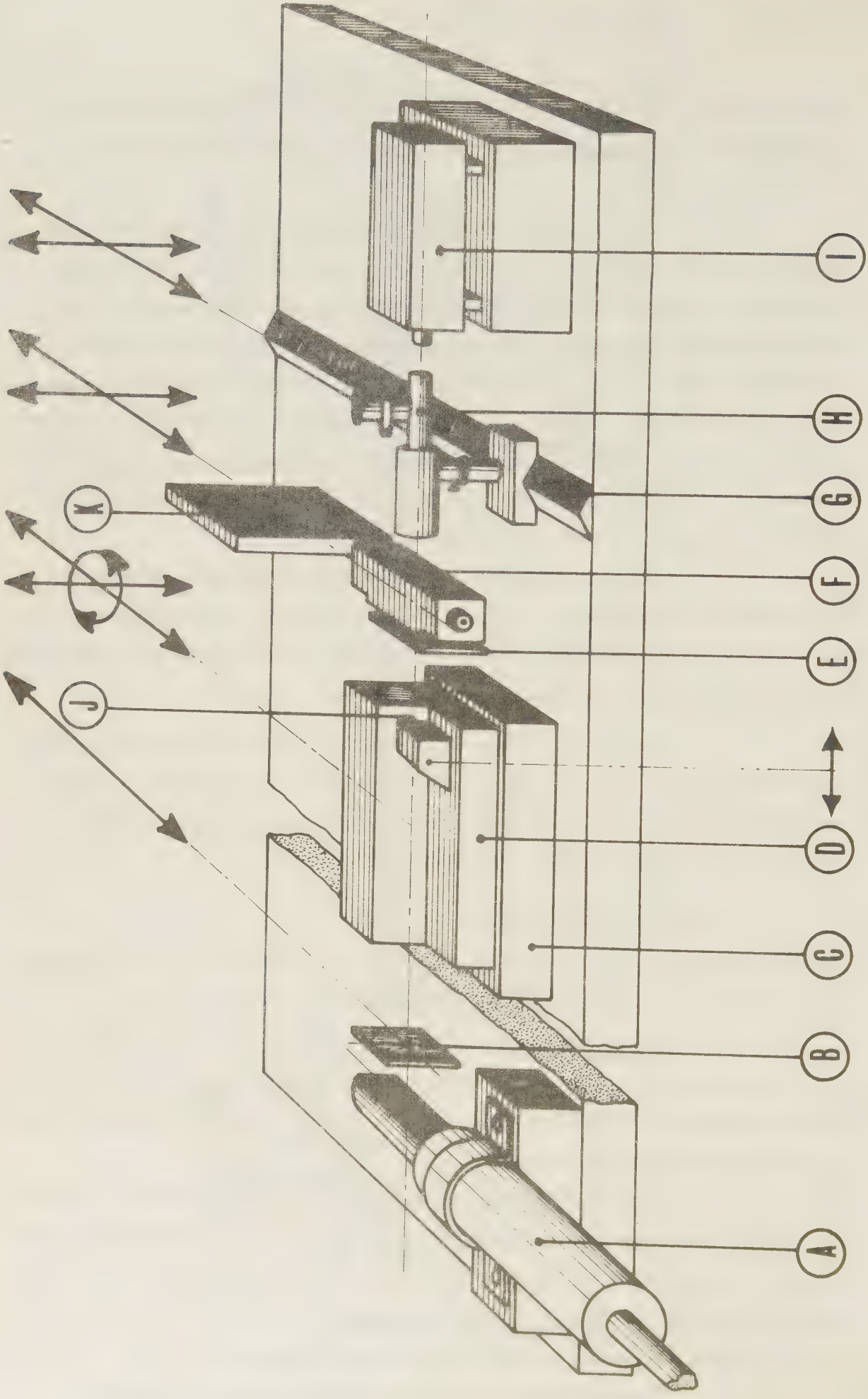


Fig. I 12

sur le quel doit être aligné le collimateur . Une lunette autocollimatrice (H) à oculaire micrométrique HUET dont l'axe optique est amené en coïncidence avec celui du faisceau laser , peut se déplacer horizontalement le long d'un banc d'optique (G) et verticalement grâce à un pied télescopique. Cette lunette de 30 cm de focale permet d'évaluer des désalignements de l'ordre de 15 secondes d'arc. Nous nous sommes assurés, par autocollimation sur un plan de référence en verre (K) que l'axe de la lunette ne change pas d'orientation au cours de ses déplacements.

L'équerre de verre (D) servant à la réalisation du collimateur est mise en place sur le banc grâce à un support tournant (C) muni de pieds règlables. Son axe est rendu parallèle à l'axe du faisceau laser, donc à l'axe du faisceau X, par autocollimation sur un trièdre trirectangle en verre (J) qui se déplace le long de l'équerre.

Un compteur scellé à fenêtre de béryllium (F) précédé d'un diaphragme (E), permet de mesurer les intensités du faisceau X incident et transmis à travers le collimateur.

Le faisceau est défini par les diaphragmes B et E qui doivent donc être parallèles et parfaitement centrés l'un par rapport à l'autre. Ce centrage est réalisé à l'aide du faisceau laser .

Enfin le miroir qui matérialise l'axe optique du collimateur est règlé grâce à la lunette par l'intermédiaire du trièdre de référence.

C) Spectromètre Philips

Nous avons étudié les caractéristiques des différents cristaux utilisables dans notre domaine spectral, à l'aide d'un spectromètre Philips à fluorescence X sous vide que nous avons modifié pour l'adapter à ces mesures.

Rappelons que, dans ce montage, le rayonnement de fluorescence émis par un échantillon de plusieurs cm^2 de surface traverse un canaliseur à fentes avant d'être réflèchi par une lame cristalline plane puis détecté à l'aide d'un compteur précédé d'un second canaliseur à fente. Le canaliseur source permet d'obtenir un faisceau de section droite 1,4 x 1,2 cm^2 dont la divergence et le facteur de grilles sont, soit $\pm$ 15' et 83% , soit $\pm$ 5' et 60%.

Etant donné notre domaine de mesure, nous avons

utilisé un compteur proportionnel à flux, de 90% A 10°/. CH_4 à la pression atmosphérique, disposé à l'intérieur de l'enceinte et muni d'une fenêtre de 2 μ de makrofol aluminisé.

Le support du cristal et le bras porte-compteur tournent autour d'un même axe de rotation dans un rapport de vitesse 1/2. Une roue dentée de 120 mm de rayon comportant 360 dents, taillées au 1/100 mm, entraînée par une vis sans fin et un jeu d'engrenages de même précision, assure la transmission des mouvements avec une reproductibilité de 20". La précision sur la mesure de l'angle de BRAGG dépend de plus du règlage de zéro de l'appareil.

Les modifications que nous avons apportées à ce montage sont les suivantes ;

- afin d'améliorer la précision du règlage de zéro dont dépend la reproductibilité des mesures d'angle de BRAGG lors de l'utilisation successive de lames cristallines différentes, nous avons réalisé un dispositif grâce auquel la rotation du cristal se fait autour d'un axe situé dans la face avant. La mise en place d'une lame cristalline se trouve ainsi assurée de manière parfaitement reproductible par rapport à la direction des faisceaux incidents et réflèchis. Lorsque le goniomètre est à la position zéro, c'est à dire lorsque les axes de deux canaliseurs , diamétralement opposés, sont confondus, le plan défini par ces axes et l'axe de rotation du cristal doit être confondu avec la face avant du cristal ;
- afin de faire varier la température du cristal, le nouveau support comporte une platine chauffante ; sa température est controlée à l'aide d'un thermistor et peut varier de l'ambiante à environ 100°C. ;
- la définition spatiale du faisceau incident sur le cristal a été notablement augmenté au détriment de la luminosité du montage par l'adjonction d'une fente fine, règlable de 0 à 100 μ, placée à la sortie du canaliseur source . Une fente de 30 μ permet de réduire la divergence du faisceau à $\pm$ 3', sa section droite n'étant plus que 0,003 x 1,2 cm^2. Une autre fente a été disposée à l'entrée du canaliseur détecteur. Elle laisse passer la totalité du faisceau réflèchi mais diminue la contribution du rayonnement diffusé qui pourrait pénétrer par la fenêtre large du compteur.

- enfin la tenue au vide de l'enceinte a été améliorée, nous avons en particulier modifié le passage tournant du système de rotation. L'adjonction d'une jauge de vide permet de contrôler la pression dans l'enceinte jusqu'à 10^{-2} mm de Hg.

Nos conditions expérimentales sont les suivantes : un tube à anticathode de chrome ou de molybdène travaille sous 40 kV 16 mA. Les échantillons sont soit des disques métalliques de magnésium - aluminium - titane ou fer, soit du silicium ou du soufre en poudre déposé sur une feuille de makrofol de 2 μ.

Nous décrirons dans le chapitre suivant les expériences qui ont été faites avec ces montages.

CHAPITRE II

MESURE DE L'EFFICACITE DU MONTAGE SPECTROGRAPHIQUE

Afin d'obtenir une mesure absolue des intensités, il est nécessaire de connaître l'efficacité du montage spectrographique. Dans notre expériences, trois éléments déterminent cette efficacité. Ce sont : le collimateur, le cristal et le compteur.

Nous discuterons successivement de la transmission du collimateur, du pouvoir réflecteur du cristal et de l'efficacité du compteur et nous justifierons les valeurs que nous avons adoptées pour ces trois grandeurs.

Les valeurs ainsi obtenues pour chaque élément séparé ne sont réellement utilisables que si l'ensemble du montage spectrographique est parfaitement règlé. Aussi, différents tests ont été mis au point pour vérifier les alignements et les règlages de ces éléments les uns par rapport aux autres. Nous les exposerons en détail.

I - TRANSMISSION DES COLLIMATEURS

Des photographies en lumière X sont prises en cours de montage et à la fin de celui-ci en vue de contrôler la réalisation des collimateurs et de vérifier leurs performances. Deux types d'expériences sont alors effectuées :

Tout d'abord, la source X étant diaphragmée et le collimateur placé suffisamment loin de celle-ci pour que les lobes d'ordre supérieur soient éliminés, nous contrôlons à l'aide d'une plaque photographique disposée immédiatement derrière la dernière grille du collimateur

que l'image obtenue correspond bien au dessin de la grille. L'image est étudiée au comparateur et les écarts doivent rester inférieur à 10 μ.

Puis le collimateur est suffisamment rapproché de la source pour que la divergence du rayonnement au niveau de sa grille de sortie soit supérieure à $2\alpha_s$ (cf. p 22). Il est alors possible d'observer les lobes secondaires et donc de vérifier qu'ils sont bien situés de part et d'autre du lobe principal à une distance qui correspond à l'angle α_s.

Nous avons ensuite effectué la mesure de la transmission des collimateurs. Par définition, celle-ci est égale au rapport de l'intensité I du faisceau transmis à l'intensité I_o d'un faisceau incident de divergence nulle d'axe parallèle à celui du collimateur.

Si l'on pouvait disposer d'un faisceau X parallèle, dont l'axe soit confondu avec celui du collimateur, la transmission T_o serait égale au rapport de la grille. Dans la direction OX, ce rapport est t/p ; dans la direction OY, les barreaux des différentes grilles étant disposés de manière aléatoire, il est égal à $\left[t' - (N-1)(p'-t')\right]/p'$, où t et t' sont les dimensions des trous percés aux pas p et p' dans les deux directions perpendiculaires OX et OY ; N est le nombre total de grilles . Finalement

$$T_o = \frac{t}{p} \times \frac{t' - (N-1)(p'-t')}{p'}$$

En fait, le faisceau utilisé est divergent. Il est défini grâce à la mise en place des diaphragmes B et E, respectivement devant la source et devant le compteur. La source a une extension de 5x5 mm^2 et la divergence en chacun de ses points peut être calculée à partir des paramètres géométriques du montage (fig. II_1).

Soit T_m la transmission du collimateur pour l'ensemble des rayons incidents ayant une inclinaison donnée par rapport à l'axe du collimateur. Nous noterons α et β les cosinus directeurs de cette direction respectivement à OX et OY. Dans notre cas, β est toujours inférieur à l'ouverture du collimateur dans la direction OY et Tm ne dépend que de α, nous noterons alors $Tm = T\alpha$

$T\alpha = T_o$ si $\alpha = O$

$T\alpha = O$ si $|\alpha| > \alpha_o$ où $2\alpha_o$ est la divergence du collimateur

$$Ta = T_o \frac{\alpha_o - \alpha}{\alpha_o} \quad \text{si} \quad -\alpha_o \leq \alpha \leq \alpha_o$$

La transmission moyenne du collimateur est donc :

$$T = \frac{\int_{-\alpha_o}^{+\alpha_o} Ta \, d\alpha}{\int_{-\alpha_o}^{+\alpha_o} d\alpha} = \frac{1}{2} T_o$$

Calculons la divergence du rayonnement et la dimension utile de la source dans le plan XOZ, compte-tenu de nos conditions d'observation (fig. II_1) Soit b et e respectivement les ouvertures des diaphragmes B et E, ℓ et $L+\ell$ leurs distances à la source.

En l'absence de collimateur, la divergence du rayonnement émis par chaque point de la source est $e/L+\ell$; quant à la dimension utile de la source, elle est égale à $s = b\left(1 + \frac{\ell}{L} \cdot \frac{b+e}{b}\right)$

L'intensité I_0 rapportée à l'unité de longueur émissive et à une divergence unité est donc :

$$I_0 = I_{0m} \cdot \frac{L+\ell}{e} \cdot \frac{1}{b\left(1+\frac{\ell}{L} \cdot \frac{b+e}{b}\right)}$$

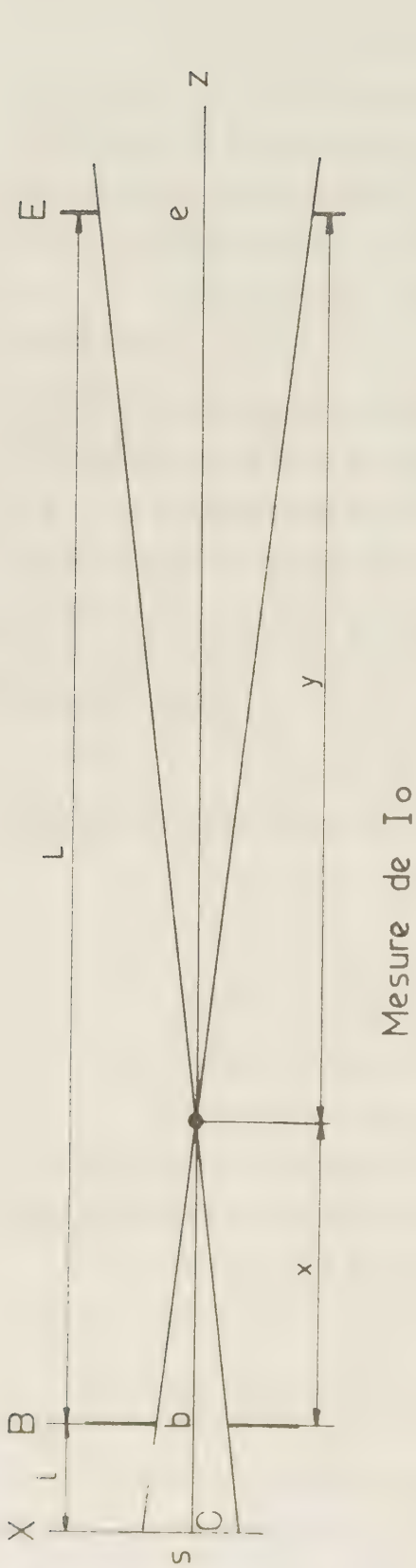
où I_{0m} est l'intensité mesurée.

Plaçons maintenant le collimateur entre les diaphragmes B et E. La divergence du rayonnement devient égale à celle du collimateur soit $2\alpha_0 = \frac{2t}{D}$; quant à la dimension utile de la source, elle est :

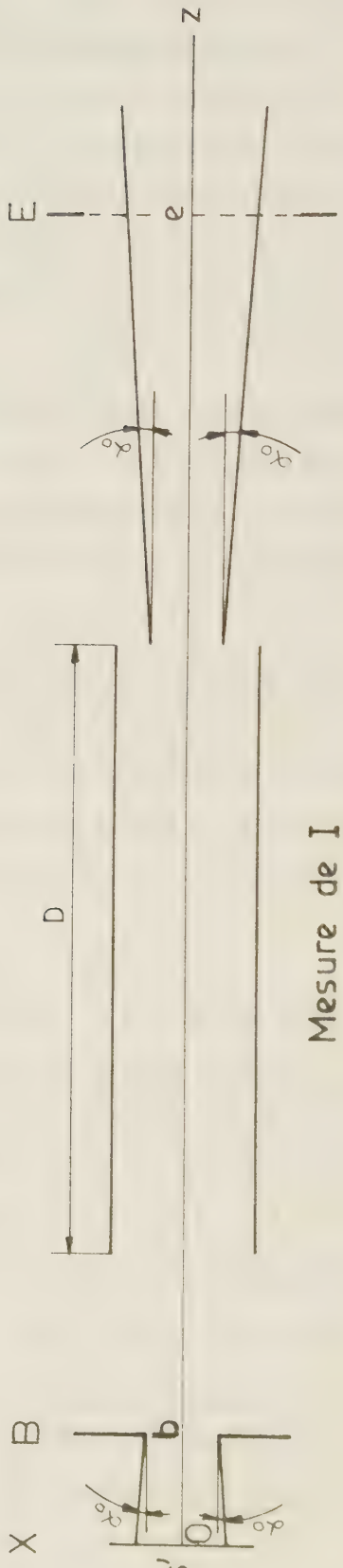
$$s' = b + \ell \frac{2t}{D}$$

L'intensité I rapportée aux mêmes unités que précédemment est :

$$I = I_m \cdot \frac{D}{2t} \cdot \frac{1}{b + \ell \frac{2t}{D}} \quad \text{où } I_m \text{ est l'intensité mesurée.}$$



Mesure de I_o



Mesure de I

Fig. II

Finalement la transmission est expérimentalement :

$$T_{exp} = \frac{I_m}{I_{0m}} \cdot \frac{D}{2t} \cdot \frac{e}{L+l} \cdot \frac{1 + \frac{l}{L} \cdot \frac{b+e}{b}}{1 + \frac{l}{b} \cdot \frac{2t}{D}}$$

L'un des quatre collimateurs étudiés a été contrôlé à la fois dans l'air avec un tube à anticathode de chrome et sous vide avec un tube à anticathode d'aluminium obturé d'une fenêtre en aluminium puis le même tube équipé d'une anticathode de magnésium.

Les mesures ainsi que les valeurs T_0 que l'on peut en déduire à l'aide de la relation II - 1 sont portées dans le tableau II - 1 ; elles sont en bon accord compte-tenu de la précision expérimentale . Les résultats pouvant être considérés comme indépendants de la longueur d'onde dans la gamme spectrale étudiée, les trois autres collimateurs n'ont été vérifiés que dans l'air.

TABLEAU II - 1

collimateurs	anticathodes	T_{exp}	$T_{0\ exp}$
	Al	25%	50%
I	Mg	26,2%	52,4%
	Cr	24,7%	49,4%
II	Cr	25%	50%
III	Cr	26,5%	53%
IV	Cr	25,5%	51%

Nous avons vu que la transmission T_0 est égale au rapport de grilles si la réalisation du collimateur est parfaite.

Les rapports de grilles sont :

$$\frac{t}{p} = 0,7$$

$$\frac{t' - (N-1)(p'-t')}{p'} = 0,776$$

d'où

$$T_0 = 54,3\,\%$$

L'erreur sur T_0 est toujours une erreur par défaut ; elle est de 3,6% si l'on admet un désalignement maximum des grilles de 10 μ et conduit alors à une valeur minimale de la transmission égale à 52,4%.

Nos résultats sont en bon accord avec cette dernière valeur. Dans la suite de ce travail nous prendrons pour la transmission du collimateur la valeur ainsi calculée de 52,4%.

II - ETUDE DES CRISTAUX

Divers cristaux sont utilisables comme monochromateurs dans le domaine de longueurs d'onde que nous souhaitons étudier, c'est-à-dire entre 6 et 10 Å. Ce sont soit des cristaux naturels, soit des cristaux synthétiques, taillés ou clivés parallèlement à des plans réflecteurs convenablement choisis. Leurs caractéristiques sont indiquées dans le tableau II - 2 .

Des critères géométriques liés à l'angle de BRAGG et à la dispersion associés à chacune de ces lames cristallines sont évidemment trés importants dans le choix définitif du monochromateur à utiliser. Nous y reviendrons.

Il est aussi indispensable de connaître les propriétés réflectrices des différentes lames, comparativement les unes aux autres, car ces propriétés conditionnent l'efficacité du montage. Avant de décrire les expériences que nous avons faites dans ce but, nous définirons brièvement les grandeurs qui caractérisent la réflexion cristalline.(11)

TABLEAU II - 2

[illegible]	Abréviations courantes	Références ASTM	Formule chimique	Système cristallin	Paramètres cristallins	Plans réflecteurs utilisés	2 d	Observations
[illegible] X	Quartz X	5-0490	SiO_2	hexagonale	a = 4,913 Å b = 4,913 Å c = 5,405 Å	$11\bar{2}0$	4,913	naturel taillé
Quartz taillé Y	Quartz Y	5-0490	SiO_2	hexagonale	a = 4,913 Å b = 4,913 Å c = 5,405 Å	$10\bar{1}0$	8,507	naturel taillé
Penthaérythritol	P E T	3-0214	$C(CH_2OH)_4$	quadratique	a = 6,08 Å b = 6,08 Å c = 8,74 Å	002	8,74	synthétique clivé
Ethylène diamine di-tartrate	E D d T	5-0290	$C_6H_{14}N_2O_6$	monoclinique	a = 8,974 Å b = 8,803 Å β=105°3' c = 5,959 Å	020	8,803	synthétique taillé
Phosphate mono-ammonique	A D P	6-0125	$NH_4H_2PO_4$	quadratique	a = 7,499 Å b = 7,499 Å c = 7,548 Å	101	10,639	synthétique taillé
Gypse	Gypse	6-0046	$CaSO_4 2H_2O$	monoclinique	a = 5,68 Å b = 15,18 Å β=118°23' c = 6,51 Å	020	15,18	naturel clivé
Mica Muscovite	Mica	6-0263	$KAl_2Si_3AlO_{10}(OH,F)_2$	monoclinique	a = 5,19 Å b = 9,03 Å β=95°46' c = 20,05 Å	002	19,895	naturel clivé
Orthophtalate acide de potassium	K A P	10-0700	$CO_2HC_6H_4CO_2K$	orthorombique	a = 6,46 Å b = 9,61 Å c = 13,85 Å	001	27,70 A	synthétique clivé

a) Cas du cristal parfait

Soit I_0 l'intensité d'un faisceau X parallèle, monochromatique, de longueur d'onde λ, frappant la surface d'un cristal, taillé parallèlement au système réflecteur hkl , de distance interéticulaire d_{hkl} , sous l'angle d'attaque donné par la relation de BRAGG :

$$n\lambda = 2d_{hkl} \sin\theta_0 \qquad \text{(II - 1)}$$

n est l'ordre de réflexion

Si l'on tient compte de la réfraction dans le cristal, cette relation s'écrit :

$$n\lambda = 2d_{hkl} \sin\theta_n \left[1 - \frac{4d_{hkl}}{n^2} \frac{\delta^2}{\lambda^2}\right] \qquad \text{(II - 2)}$$

où δ est le décrément à l'unité de l'indice de réfraction du cristal

$$\delta = N \frac{\lambda^2 e^2}{2 m c^2} F(0)$$

N = nombre de mailles par unité de volume

$F(0)$ = le facteur de structure du cristal pour l'onde diffusée dans la direction de l'onde incidente

Compte-tenu de II - 1, II - 2 peut s'écrire :

$$2 d_{hkl} \sin\theta_0 = 2 d_{hkl} \sin\theta_n \left[1 - \frac{4d^2_{hkl}}{4d^2_{hkl} \sin^2\theta_0}\right]$$

ce qui nous permet d'exprimer n en fonction de θ_0 par la relation :

$$\theta_n \simeq \theta_0 + \frac{2\delta}{\sin 2\theta_0}$$

En fait, le faisceau réflèchi d'intensité I est compris dans un petit domaine angulaire centré sur θ_n (fig. II 2) . La courbe $I/I_0 = R(\theta)$ est appelée "courbe de réflexion " ou " diffraction pattern".

Dans l'approximation de DARWIN (12) qui néglige l'absorption photoélectrique à l'intérieur du cristal supposé infiniment épais

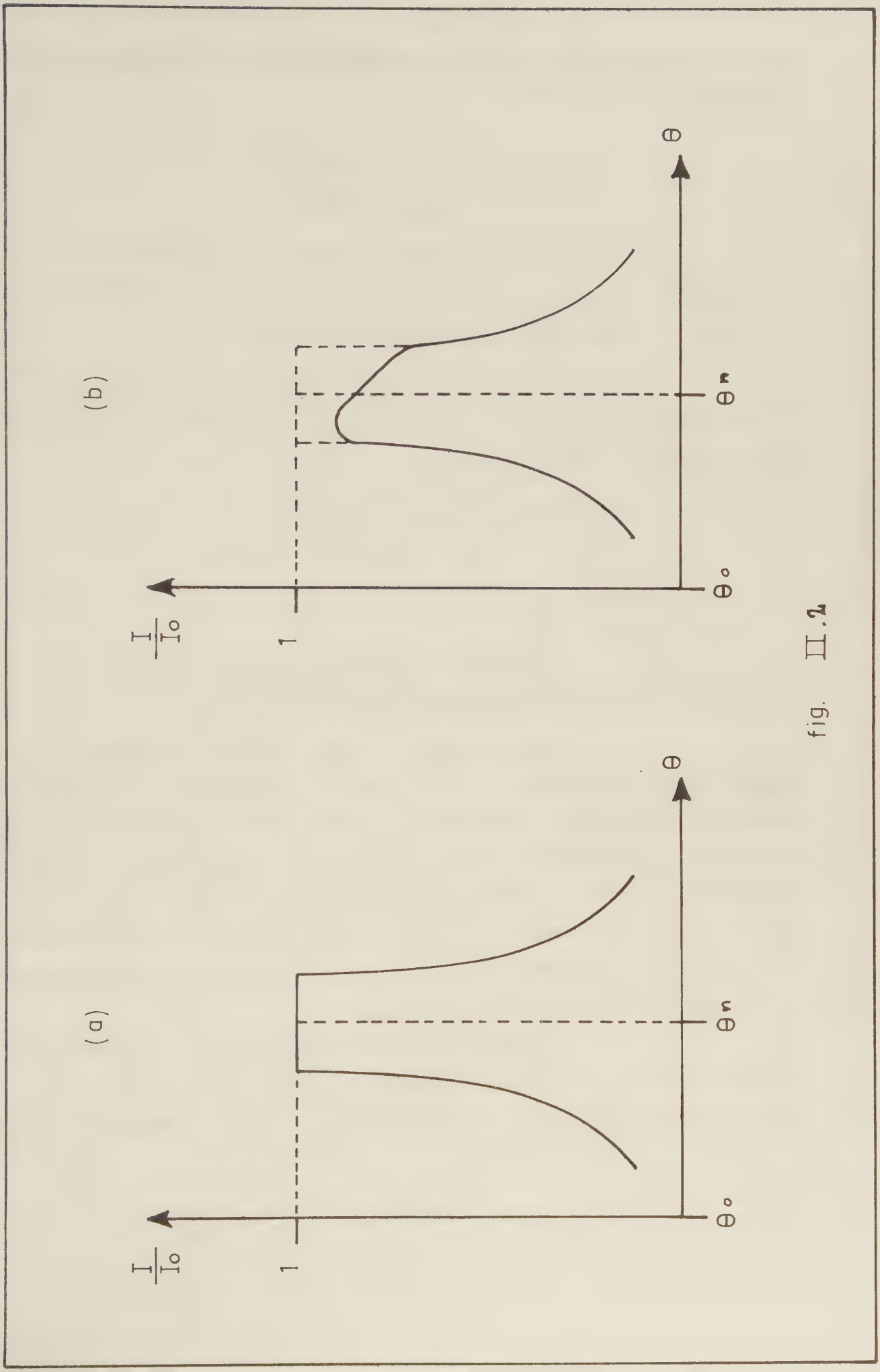


fig. II.2

la courbe de réflexion a la forme indiquée fig. $II_2 a$, la largeur du domaine de réflexion totale étant :

$$\Delta\theta = 2\int \left| \frac{F}{F(0)} \right| \frac{1+\cos 2\theta_0}{\sin^2 \theta_0}$$

où F est le facteur de structure dans la direction de l'onde réfléchie. $R(\theta)$ est le coefficient de réflexion ; son maximum R est appelé "pourcentage de réflexion". Il est égal à l'unité dans ce modèle.

L'aire sous la courbe de réflexion $P = \int R(\theta)\, d\theta$ est par définition, l'intensité intégrée ou "pouvoir réflecteur" du cristal pour la longueur d'onde λ

(III - 3)
$$P = \frac{4}{3} N \lambda^2 F \frac{e^2}{mc^2} \cdot \frac{1+1\cos^2\theta_0}{\sin^2\theta_0}$$

$$\propto \lambda^2 F$$

On assimile parfois le "diffraction pattern" à un rectangle de même aire ; sa largeur est alors $\Omega = \frac{4}{3} \Delta\theta$

Pour un cristal dont on connaît l'arrangement des atomes dans la maille cristalline, il est possible de calculer $\Delta\theta$ et P à partir des relations précédentes. Nous l'avons fait pour les cristaux de quartz, de gypse et de mica en utilisant les valeurs de facteurs de structures calculées par E. BELIN [13] . Les résultats sont portés dans le Tableau II - 3. Par contre, pour les cristaux synthétiques, nous ne disposons pas de données nous permettant de calculer les facteurs de structure et la détermination de $\Delta\theta$ et P n'est donc pas possible.

Si l'on tient compte de l'absorption du rayonnement dans le cristal, la courbe de réflexion est déformée par rapport à la courbe de DARWIN ; elle devient asymétrique et le pourcentage de réflexion est alors inférieur à 1 (fig $II_2 b$).

TABLEAU II - 3

λ	θ	F	μ photo-électrique	μ_e extinction primaire	cristal parfait		cristal mosaïque
					$\Delta\theta \cdot 10^5$	$P \cdot 10^5$	$P_M \cdot 10^5$
Quartz Y Z = 3 N = 0,8851 10^{22} ρ = 2,65							
1,9373	13°09'49''	16,985	180,7	1288,7	2,154	2,872	6,03
2,7497	18°51'27''	17,098	476,4	1841,3	3,048	4,063	5,39
5,3729	39°10'02''	16,451	2958,2	3461,8	4,874	4,499	2,43
7,1261	56°53'37''	13,425	1764,1	3746,9	8,101	10,802	7,16
8,3376	78°32'47''	14,660	3526,0	4787,1	39,926	53,234	26,08
Gypse Z = 4 N = 0,7126 10^{22} ρ = 2,32							
1,9373	7°19'30''	140,900	279,8	8607,0	27,83	37,10	446,1
2,7497	10°25'40''	143,600	538,3	12451,0	39,91	53,21	473,3
5,3729	20°42'49''	131,380	910,0	22258,9	67,85	90,47	784,4
7,1261	27°58'34''	135,162	1946,2	30372,4	87,42	116,56	608,2
8,3376	33°17'27''	136,095	2896,3	35780,7	97,46	129,95	1169,3
9,7788	40°04'33''	136,739	4276,2	42161,1	105,12	140,16	1010,4
Mica Z = 4 N = 0,4272 10^{22} ρ = 2,8							
1,9373	5°38'42''	55,029	234,1	2015,2	8,09	10,78	34,49
2,7497	8°01'31''	59,140	617,4	3074,0	12,82	17,10	31,38
5,3729	15°49'53''	64,751	2708,7	6576,5	25,54	34,05	28,92
7,1261	21°12'45''	58,904	3448,8	7934,8	29,88	39,84	30,62
8,3376	25°02'44''	38,464	2697,8	6062,2	22,14	29,52	21,43
9,7788	29°26'26''	48,272	4057,8	8923,1	31,34	41,78	28,79

$$\frac{e^2}{mc^2} = 2,81776\ 10^{-13}\ \text{cm}$$

b) Cas du cristal mosaïque

Les cristaux réels ne peuvent généralement pas être assimilés à des cristaux parfaits. On a donc été amené à introduire une autre représentation : celle du cristal mosaïque. Dans ce modèle, on suppose le cristal formé de petits blocs cristallins parfaits, légèrement désorientés les uns par rapport aux autres, chacun d'eux réflèchissant indépendamment.

On calcule l'intensité reflèchie par chacun des blocs en tenant compte de l'absorption du rayonnement pour les autres blocs. L'intensité intégrée correspondant à la réflexion sur la face d'un grand cristal mosaïque est alors, pour du rayonnement incident non polarisé :

$$(II - 4) \qquad P_M = \frac{N^2 \lambda^3}{4\mu} |F|^2 \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{1+\cos^2 2\theta_o}{\sin 2\theta_o}$$

$$\propto \lambda^3 |F|^2$$

où μ est le coefficient linéaire d'absorption photoélectrique du cristal.

Nous avons calculé P_M pour les trois cristaux naturels cités (tableau II - 3). Nous constatons que pour le quartz et le mica, P_M est du même ordre de grandeur que P. Mais pour le gypse, l'intensité intégrée calculée pour le cristal mosaïque est à peu près 10 fois supérieure à celle calculée pour le cristal parfait. Celle d'un cristal réel se place probablement entre ces deux estimations. Elle peut, de plus, varier d'une lame cristalline à l'autre par suite de la présence de défauts du réseau, d'impuretés, etc...

c) Phénomènes d'extinction

- Extinction primaire

La réflexion des ondes sur les différents plans réticulaires à l'intérieur du cristal parfait entraîne une diminution de l'intensité incidente sur les plans successifs. Cet effet diffère de l'absorption photoélectrique ; il est appelé "extinction primaire" ; on définit un coefficient d'extinction linéaire moyen dans la direction du rayonnement incident qui est :

$$\mu_e = \frac{\Pi N \lambda}{2} |F| \frac{e^2}{mc^2}$$

Nous l'avons calculé comparativement au coefficient linéaire d'absorption

Dans la plupart des cas, μ_e est très supérieur à μ.

L'extinction primaire, tout comme l'absorption photoélectrique, diminue l'intensité transmise suivant une loi exponentielle. Nous avons porté sur la figure II$_3$ les courbes de transmission en fonction du nombre de plans réticulaires en jeu pour les longueurs d'onde Kα du fer et de l'aluminium. Elles montrent que, pour le gypse et le mica, l'extinction primaire limite la réflexion cristalline à quelques centaines de plans réticulaires. Pour le quartz, le nombre de plans qui participent à la réflexion atteint quelques milliers. Dans le cas d'un cristal parfait, la réflexion cristalline reste donc un phénomène superficiel.

Pour les trois cristaux, l'extinction primaire est très supérieure à l'absorption photoélectrique à 1,7 $\mathring{A}$; l'approximation de DARWIN est alors valable. Par contre, à 8 $\mathring{A}$, il est nécessaire de tenir compte de l'absorption photoélectrique lorsqu'on utilise un cristal de quartz.

- Extinction secondaire

Dans le cas du cristal mosaïque, l'intensité du rayonnement qui atteint un bloc situé a une certaine profondeur en dessous de la surface peut être réduite à la fois par absorption photoélectrique et par réflexion sur des blocs quasi parallèles au bloc considéré, situés au-dessus de celui-ci. Ce dernier effet entraîne un affaiblissement du faisceau réfléchi appelé "extinction secondaire". DARWIN a montré qu'il est équivalent à une augmentation du coefficient d'absorption. Il ne peut être évalué que si l'on connaît l'état de désorientation du cristal. Si le cristal est suffisamment imparfait pour qu'aucun bloc successif n'ait la même orientation, à $\Delta\theta$ près, on peut négliger l'extinction secondaire et considérer que l'expression donnée ci-dessus pour P_M reste valable.

d) Etude expérimentale des propriétés réflectrices de différents cristaux

La détermination expérimentale des propriétés réflectrices nécessiterait de disposer d'un faisceau X parfaitement monochromatique

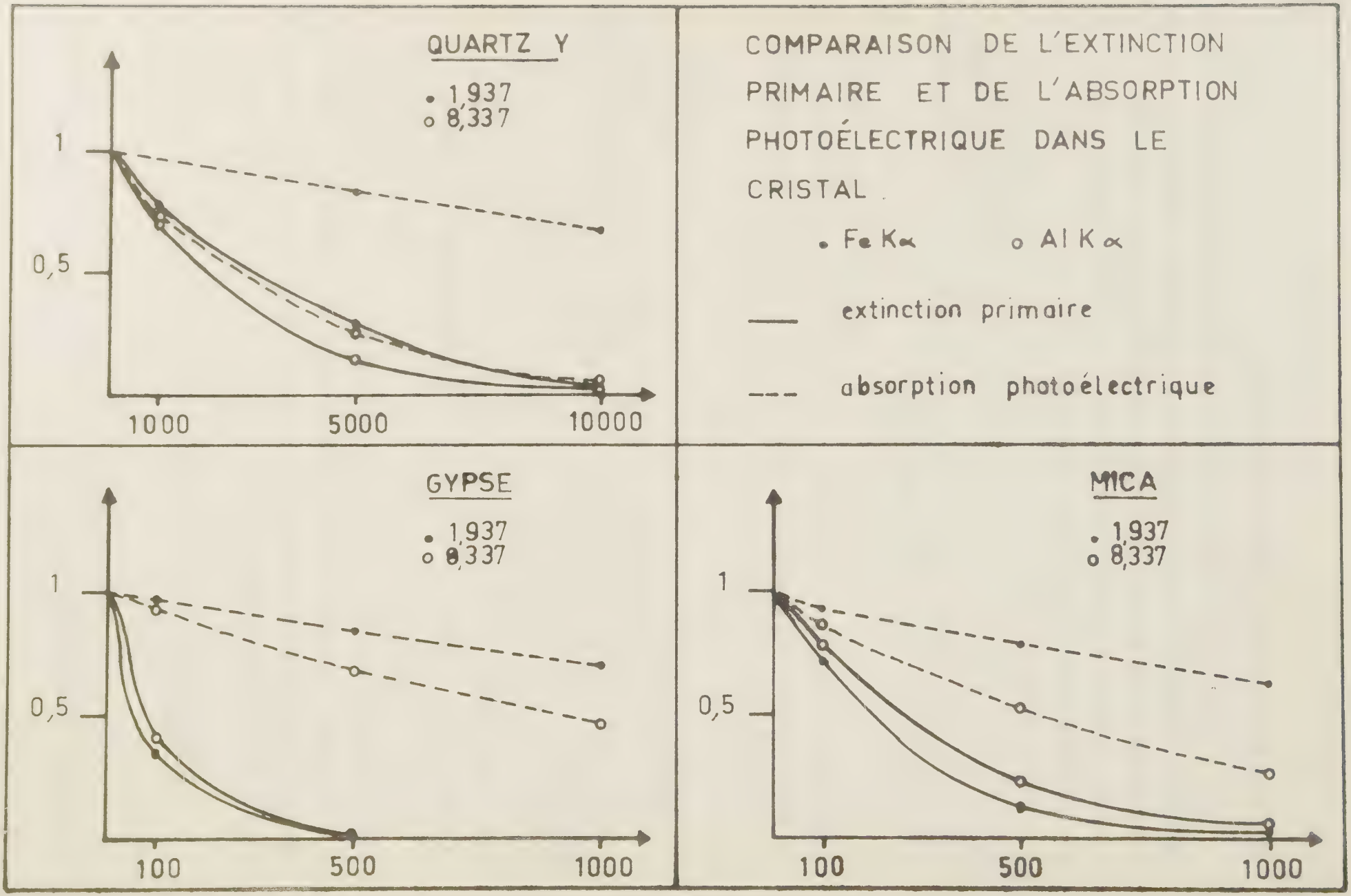

QUARTZ Y
• 1,937
o 8,337
1
0,5
1000
5000
10000
COMPARAISON DE L'EXTINCTION PRIMAIRE ET DE L'ABSORPTION PHOTOÉLECTRIQUE DANS LE CRISTAL
• Fe Kα
o Al Kα
extinction primaire
absorption photoélectrique
GYPSE
• 1,937
o 8,337
1
0,5
100
500
1000
MICA
• 1,937
o 8,337
1
0,5
100
500
1000

Fig II - 3

et parallèle. Il n'est pas possible de réaliser ces conditions en toute rigueur. La meilleure manière de les obtenir est, en principe, d'employer un spectrographe à deux cristaux. Ne disposant pas actuellement d'un tel montage, nous avons utilisé le spectrographe à fluorescence X Philips équipé d'un système de fentes adapté pour établir une comparaison entre les intensités réflèchies par les différentes lames cristallines au voisinage de raies caractéristiques intenses.

Rappelons qu'en disposant une fente de 30 μ à la sortie du canaliseur source, le rayonnement de fluorescence incident sur le cristal a une divergence $\delta = \pm 3'$ dans le plan perpendiculaire à l'axe de rotation du cristal et peut donc être représenté dans ce plan par l'expression analytique: $y(x) = Y\left(1 \pm \frac{x}{a}\right)$ où Y est l'intensité du faisceau incident dans la direction de l'axe du canaliseur. En dehors de l'intervalle -a, +a, y(x) est nulle.

Dans nos conditions d'expérience, le rayonnement de fluorescence est composé à 95% du doublet Kα du spectre caractéristique de l'échantillon. Compte-tenu de la divergence du faisceau et de la dispersion des différents cristaux étudiés, ce doublet n'est pas résolu (cf. Tableau II - 4). Nous admettrons que sa distribution spectrale est représentée par une courbe de LORENTZ $\mathcal{L}(\lambda)$ dont la largeur à mi-hauteur "2B" est la somme des demi-largeurs à mi-hauteur de $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$ [15][16] et de la distance $\Delta K\alpha_{1,2}$ entre les deux composantes $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$ [14] soit :

$$2B = \frac{\Delta K_{\alpha 1}}{2} + \frac{\Delta K_{\alpha 2}}{2} + \Delta K_{\alpha_{1,2}}$$

Nous admettrons que le "diffraction pattern" de chacun des cristaux peut être assez correctement représenté par un rectangle de largeur $\Omega = 2d$ et de hauteur D. Il est déformé au cours de nos expériences par convolution avec la fonction instrumentale triangulaire y (x) et la répartition lorentzienne du rayonnement $\mathcal{L}(\lambda)$.

Les calculs sont effectués en annexes I et II en

Eléments	Emission	λ_{ux}	Ref.	Quartz X	Quartz Y	P E T	E d D T	A D P	Mica	K A P
Fe	Ka_1	1932,07	A	23°12'36''	13°09'16''	12°46'58''	12°40'04''	10°28'32''	05°38'28''	04°12'20''
	ΔKa_1	0,79	B	36''	20''	19''	19''	16''	8''	6''
	Ka_2	1936,00	A	23°15'36''	13°10'54''	12°48'34''	22°41'37''	10°29'50''	05°39'10''	04°12'51''
	ΔKa_2	0,90	B	40''	23''	21''	21''	17''	8''	6''
	Ka_{12}	1933,38		23°13'44''	13°09'49''	12°47'30''	12°40'34''	10°28'58''	05°38'42''	04°12'30''
	2B	4,72		3'38''	2'00''	1'56''	1'53''	1'34''	50''	37''
Ti	Ka_1	2742,87	A	34°01'27''	18°50'56''	18°18'25''	18°08'20''	14°57'30''	08°01'18''	05°58'33''
	ΔKa_1	0,87	B	44''	23''	22''	22''	18''	9''	7''
	Ka_2	2746,52	A	34°04'18''	18°52'30''	18°19'56''	18°09'50''	14°58'46''	08°01'57''	05°59'01''
	ΔKa_2	1,10	B	48''	23''	24''	24''	20''	8''	7''
	Ka_{12}	2744,08		34°02'09''	18°51'27''	18°18'55''	18°08'49''	14°57'53''	08'01'31''	05'58'42''
	2B	4,52		3'37''	1'55''	1'54''	1'53''	1'35''	48''	35''
S	Ka_1	5361,13	A		39°09'33''	37°52'30''	37°28'52''	30°17'57''	15°49'43''	11°44'27''
	ΔKa_1	0,99	B		31''	30''	$29''_5$	22''	11''	$7''_5$
	Ka_2	5363,88	A		39°11'00''	37°53'54''	37°30'12''	30°18'58''	15°50'12''	11°44'42''
	ΔKa_2	0,94	B		31''	30''	30''	22''	11''	7''
	Ka_{12}	5362,04			39°10'02''	37°52'59''	37°29'20''	30°18'18''	15°49'53''	11°44'34''
	2B	3,73			1'58''	1'54''	1'50''	1'21''	40''	22''
Si	Ka_1	7110,92	A		56°53'08''	54°31'16''	53°48'50''	42°00'12''	21°12'35''	15°39'30''
	ΔKa_1	2,	C		1'29''	$1'21''_5$	1'20''	52''	22''	15''
	Ka_2	7113,36	A		56°54'57''	54°31'55''	53°50'27''	42°01'16''	21°13'03''	15°39'50''
	ΔKa_2	2,	C		1'29''	$1'21''_5$	1'20''	52''	22''	15''
	Ka_{12}	7111,73			56°52'37''	54°31'45''	53°49'22''	42°00'33''	21°12'45''	15°39'36''
	2B	4,44			3'18''	3'	2'57''	1'56''	50''	35''
Al	Ka_1	8319,88	D		78°31'00''	72°19'18''	70°47'26''	51°31'51''	25°02'33''	18°24'30''
	ΔKa_1	2,5	D		4'20''	3'17''	$3'02''_5$	1'18''	29''	$19''_5$
	Ka_2	8322,35	D		78°36'03''	72°22'30''	70°50'22''	51°33'08''	25°03'02''	18°24'50''
	ΔKa_2	2,5			4'20''	3'17''	3'02''	1'18''	29''	$19''_5$
	Ka_{12}	8320,7			78°32'47''	72°20'24''	70°48'24''	51°32'14''	25°02'44''	18°24'38''
	2B	4,97			9'23''	6'29''	5'58''	2'35''	58''	49''

A) d'après H. HULUBEI et Y. CAUCHOIS [14]
B) d'après L. G. PARRATT [15]
C) Evaluation
D) d'après C. SENEMAUD [16]

normalisant les fonctions y(x) et $\mathcal{L}(\lambda)$ puisqu'elles restent constantes pour chaque série d'expériences. La valeur maximale de la distribution R'(θ) du rayonnement réflèchi par le cristal dans nos conditions d'expérience est :

$$R' = \frac{4dD}{\pi a}\left[\text{Arc tg}\ \frac{a}{B} + \frac{B}{2a}\log\frac{a^2+B^2}{B^2}\right] = \frac{2\Omega D}{\pi a}K$$

Dans l'approximation utilisée, le produit Ω D est l'aire P sous la courbe de réflexion du cristal.

L'intensité réfléchie I, mesurée au maximum d'une raie spectrale d'intensité maximale incidente Io , est $I = Io \cdot R'$

d'où $$P = \frac{\pi a}{2K}\frac{I}{Io}$$

Nous avons déterminé P en valeur relative pour les différentes lames cristallines au voisinage de 5 longueurs d'onde : Fe, Ti, S, Si et Al Kα.

Les résultats sont donnés dans le tableau II - 5, ils sont rapportés à la valeur la plus élevée, prise arbitrairement égale à 100, et qui correspond à celle observée pour le P E T dans tous les cas.

Pour Al Kα, qui est la longueur d'onde la plus grande que nous puissions étudier avec notre montage, le mica a un pouvoir réflecteur faible, les autres cristaux, en particulier le quartz Y et l'A D P, réfléchissent de manière notable .

e) Influence de la température sur les paramètres cristallins

La température risquant de varier au cours du vol, il est important de connaître le coefficient de dilatation α des différents cristaux et de s'assurer qu'aucune modification structurale n'apparaît au cours d'un cycle thermique.

A l'aide du porte-cristal chauffant, muni d'une sonde de température, réalisé et mis en place dans le montage Philips, nous avons donc procédé aux expériences suivantes : - nous avons tout d'abord

TABLEAU II - 5

λ / cristal	1 933,38 u X			2 744,08 u X			5 362, u X			7 111,73 u X			8 3 20,7 u X		
	I	K	P	I	K	P	I	K	P	I	K	P	I	K	P
Quartz X	4,8	1,18	6,4	5	1,30	5,7									
Quartz Y	11,8	1,47	11,9	10	1,47	10,0	40	1,47	40,2	52	1,34	53,0	33	0,81	41,6
P E T	100	1,48	100	100	1,48	100	100	1,48	100	100	1,37	100	100	1,02	100
E d D T	6,4	1,48	6,4	27,5	1,48	27,5	42,5	1,49	42,2	56	1,37	55,7	20	1,07	19,2
A D P	8,9	1,51	8,7	16	1,51	15,7	28	1,53	27,1	18	1,37	17,9	39	1,41	28,4
Mica	6,8	1,57	6,4	14	1,57	13,2	8	1,58	7,5	9,5	1,57	8,3	12	1,56	7,9
K A P	10,8	1,58	10,1	43	1,58	40,3	78	1,59	72,6	54	1,58	46,7	35	1,57	22,9

enregistré la raie S Kα, ou Si Kα suivant le cristal étudié, à la température ambiante ; - puis le porte-cristal a été chauffé et maintenu plusieurs heures à 80°C, le spectre étant enregistré régulièrement toutes les heures; - nous avons ensuite abaissé la température T successivement par palier de 5 à 10 ° jusqu'à l'ambiante. La température de chaque palier est maintenue pendant 2 heures et le spectre enregistré plusieurs fois au cours de la deuxième heure.

A chaque température, nous mesurons l'angle de BRAGG correspondant au maximum de la raie

De $\lambda = 2d \sin\theta$ nous tirons $\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta \theta}{tg\,\theta}$

or $\frac{\Delta d}{d} = \alpha \Delta T$ d'où $\alpha = \frac{1}{\Delta T} \frac{\Delta \theta}{tg\,\theta}$

La courbe de la figure II_4 montre, à titre d'exemple, la variation de θ en fonction de la température pour le cristal A D P. Le tableau II - 6 donne les valeurs de α pour les différents cristaux. Nous voyons que, sauf pour le P E T, le coefficient de dilation α reste de l'ordre de 10^{-5} conduisant à un déplacement des raies diffractées de l'ordre des erreurs expérimentales. Pour le P E T, la valeur de α est nettement plus grande ; le déplacement de la raie correspondant à une élévation de 5° est de 1'50'' ce qui représenterait environ 6 pas moteur du montage spectrographique.

f) Choix du cristal

Pour fixer définitivement notre choix, il est évidemment nécessaire de tenir compte des caractéristiques de l'expérience projetée. Elle consiste à mesurer les intensités relatives des raies émises par les ions Mg XII et Mg XI, situées respectivement vers 8,4 et 9,2 Å. Il est donc souhaitable que les cristaux équipant chacun des spectrographes soient identiques. Or seuls, l'A D P, le mica et le K A P permettent de travailler au voisinage de 9,2 Å.

De plus, afin d'éviter qu'il y ait recouvrement des spectres émis par deux condensations présentes simultanément sur un même diamètre solaire, il est nécessaire qu'aux différentes raies émises par l'ion Mg XI correspondent des angles de BRAGG dont les différences

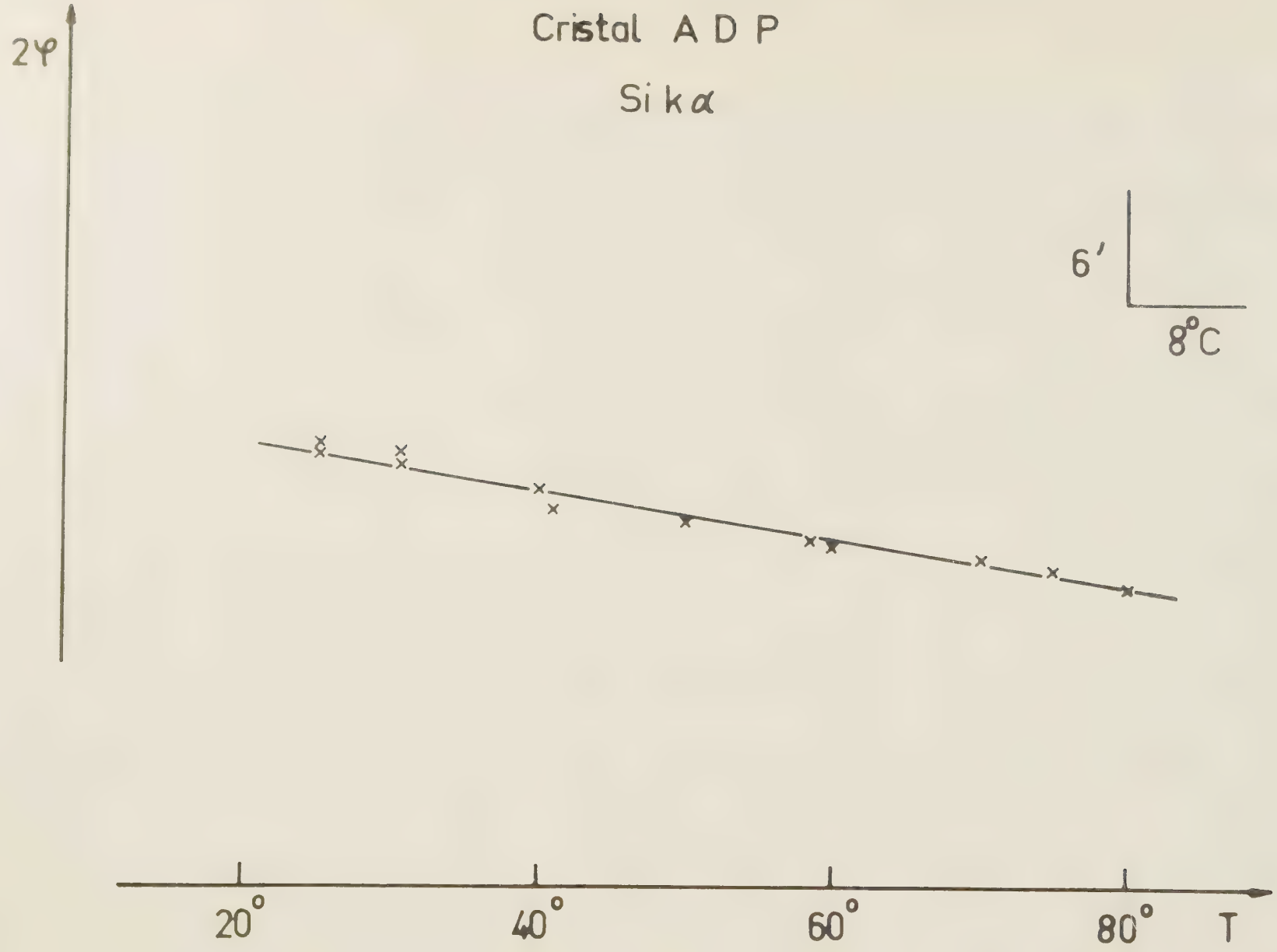


Fig: II 4

TABLEAU II - 6

cristal	raie mesurée	domaine de température	α	donnée existante (Siegbahn) (17)
Quartz Y	S Kα	20-80°	$0,87.10^{-5}$	$1,04.10^{-5}$
P E T	S Kα	20-60°	$13,4.10^{-5}$	
E D d T	S Kα	20-60°	$2,8.10^{-5}$	
A D P	Si Kα	20-80°	$2,2.10^{-5}$	
Mica	Si Kα	20-80°	$1,29.10^{-5}$	$1,53.10^{-6}$
K A P	Si Kα	20-80°	$1,48.10^{-5}$	

soient supérieures au diamètre angulaire du soleil, soit 32'. D'après le tableau II - 7, nous voyons que seul l'A D P permet d'atteindre une dispersion qui satisfasse cette condition. Comme les caractéristiques précédemment étudiées pour ce cristal sont satisfaisantes, c'est donc lui que nous avons utilisé comme élément dispersif dans notre expérience spectroscopique

g) Détermination de la courbe de réflexion du monochromateur

Cette détermination est faite dans le simulateur spatial sur le spectrographe embarquable lui-même.

La source utilisée est le tube à rayons X démontable, équipé d'une anode d'aluminium excitée sous 2,9 kV. La fenêtre est munie d'un filtre d'aluminium de 10 μ d'épaisseur qui ne laisse passer que le spectre caractéristique de l'anticathode. Le filament est disposé de manière à obtenir une source étroite dans la direction d'utilisation.

Sur le banc d'optique nous alignons :

- un collimateur de même type que ceux précédemment décrits mais qui définit un faisceau ayant des divergences de $\pm$ 1,5 minutes et $\pm$ 3 minutes respectivement dans deux directions perpendiculaires ;
- un écran percé d'un trou de 2 mm de côté qui définit le faisceau X utile ;
- le montage spectrographique muni d'un compteur proportionnel scellé A à fenêtre de béryllium de 25 μ d'épaisseur. Le règlage de ce montage sera décrit dans un prochain paragraphe;
- enfin un compteur proportionnel scellé B à fenêtre de 100 μ qui peut être mis en place entre l'écran et le spectrographe, grâce à un système mécanique commandé par un passage tournant.

Etant donné les caractéristiques de la source, seul le faisceau correspondant au lobe principal du collimateur peut traverser l'écran.

L'intensité incidente I_o est déterminée à l'aide du compteur B. Le compteur A permet de déterminer à chaque instant l'intensité I réflèchie par le cristal tournant à la vitesse angulaire ω.

TABLEAU II - 7

Dispersion $\mathring{A}$/minute

raie / cristal	Fe Kα 1,9373 Å	Ti Kα 2.,7497 Å	S Kα 5,3729 Å	Si Kα 7,1262 Å	Al Kα 8,3376 Å	Mg K_α 9,7788 Å
Quartz X	$1,313.10^{-3}$	$1,224.10^{-3}$				
Quartz Y	$2,406.10^{-3}$	$2,342.10^{-3}$	$1,919.10^{-3}$	$1,352.10^{-3}$	$5,774.10^{-4}$	
P E T	$2,479.10^{-3}$	$2,413.10^{-3}$	$2,005.10^{-3}$	$1,472.10^{-3}$	$7,624.10^{-4}$	
E D d T	$2,501.10^{-3}$	$2,433.10^{-3}$	$2,028.10^{-3}$	$1,503.10^{-3}$	$8,216.10^{-4}$	
A D P	$3,043.10^{-3}$	$2,990.10^{-3}$	$2,685.10^{-3}$	$2,298.10^{-3}$	$1,923.10^{-3}$	$1,220.10^{-3}$
Mica	$5,760.10^{-3}$	$5,732.10^{-3}$	$5,572.10^{-3}$	$5,403.10^{-3}$	$5,240.10^{-3}$	$5,039.10^{-3}$
K A P	$8,039.10^{-3}$	$8,028.10^{-3}$	$7,906.10^{-3}$	$7,787.10^{-3}$	$7,684.10^{-3}$	$7,539.10^{-3}$

Le pouvoir réflecteur est :

$$P = \frac{I(\omega)}{Io} = \frac{N(\omega) \quad \text{efficacité A}}{No \quad \text{efficacité B}}$$

où N et No sont les coups comptés respectivement pour les compteurs A et B

$$P \simeq 5.10^{-5} \text{ rd}$$

III - EFFICACITE DES COMPTEURS EMBARQUABLES

L'efficacité F d'un compteur proportionnel pour un rayonnement de longueur d'onde λ dépend de l'état d'ionisation créé par les photons incidents dans le gaz de remplissage ainsi que de la perte d'intensité subie par le faisceau dans la fenêtre du compteur. Elle est donnée par :

$$F = G \; e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_F m_F} \left[1 - e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_G m_G} \right]$$

où G = facteur de transmission de la grille

$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_F$ = coefficient d'absorption massique de la fenêtre

$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_G$ = coefficient d'absorption massique du gaz

m_F = masse par unité de surface de la fenêtre

m_G = masse par unité de surface du gaz

Nous avons calculé l'efficacité des différents compteurs utilisés pour les longueurs d'onde étudiées.

Nous n'indiquons dans le tableau II - 8 que les caractéristiques des compteurs qui ont été associés aux spectrographes de vol. La grille qui soutient leur fenêtre a une transparence de 95%. Leur fenêtre est en mylar de 4 μ d'épaisseur, recouverte de 1 500 Å d'aluminium. Le gaz est un mélange de 90% A - 10% CO_2 à la pression atmosphérique. L'épaisseur utile des compteurs est de 2 cm.

TABLEAU II - 8

λ	8,4 Å	9,1 Å	9,2 Å	9,3 Å
F	55,6%	50,8%	50,1%	49,3%

Les compteurs ont toujours fonctionné dans leur gamme de proportionnalité et la fenêtre d'amplitude a été choisie de telle sorte que les photons réfléchis par le cristal en ordres supérieurs soient éliminés.

Les études préalables en laboratoire [18] ont montré que leur résolution est de 18% pour la longueur d'onde émise par la source de ^{55}Fe ce qui conduit à une résolution de 40% au voisinage de 9 Å.

De plus leur gain diminue d'environ 4% par heure.

La courbe II_5 donne l'efficacité du compteur scellé servant à l'analyse non dispersive du rayonnement solaire, ainsi que la valeur moyenne utilisée pour chaque bande passante.

IV - EFFICACITE DES MONTAGES DE VOL

Nous la définirons comme le rapport du nombre de photons N_λ^m mesurés dans une raie spectrale balayée à la vitesse angulaire ω pour un faisceau de section A, au nombre de photons N_λ^0 de cette raie, incidents par section unité par seconde.

$$E = \frac{N_\lambda^m}{N_\lambda^0} = A\,T\frac{P}{\omega}F$$

où T = transmission du collimateur de section A

P = pouvoir réflecteur du cristal

F = efficacité du détecteur

Nous avons obtenu :

$$E = 0,052$$

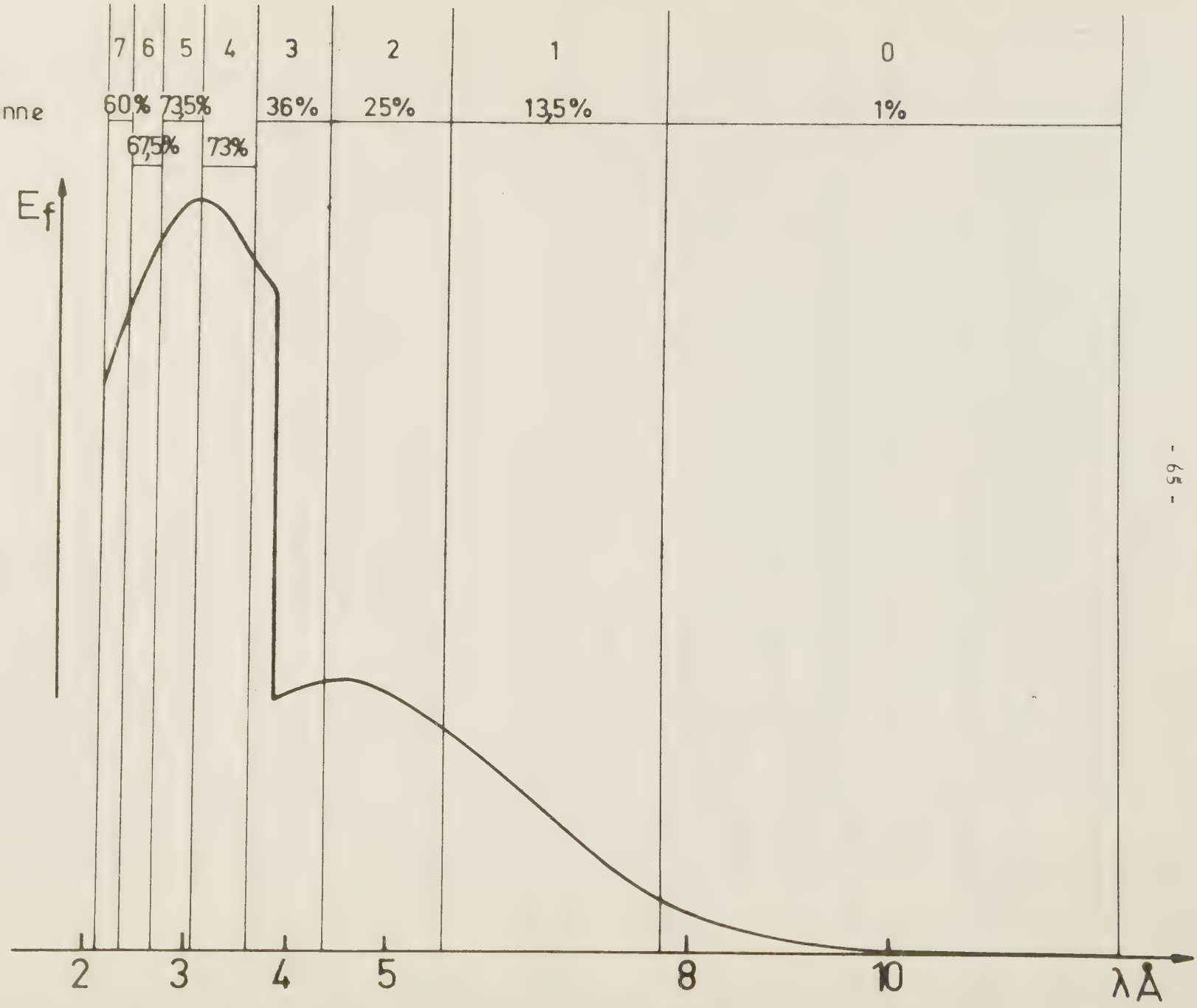

Canal
7
6
5
4
3
2
1
0
Efficacité moyenne
60%
73,5%
36%
25%
13,5%
1%
67,5%
73%
E_f
2
3
4
5
8
10
λÅ

Fig: II 5

V - REGLAGE DU SPECTROGRAPHE DE VOL

Le règlage du spectrographe en laboratoire comprend quatre phases successives indépendantes les unes des autres :

1) La première est le règlage du mécanisme de rotation des cristaux. Nous avons vu que le moteur doit effectuer un mouvement de va et vient de 570 pas dans chaque sens. Deux microinverseurs, actionnés par deux cames solidaires de l'axe du codeur optique, permettent de réaliser ce mouvement.

Nous avons réglé les cames de telle sorte que les inversions de sens de rotation se fassent chaque fois que les indications du codeur varient de 300 unités en code binaire. Cette opération est faite une fois pour toutes. La précision est d'un pas moteur à chaque inversion.

2) La seconde consiste à règler les cristaux par rapport au bras du spectrographe de manière à ce que ceux-ci balayent effectivement, lors du déplacement du bras, le domaine angulaire choisi.

Il n'est pas possible, dans notre montage, de repérer l'origine des angles de BRAGG comme il est d'usage dans un spectrographe à cristal plan classique, car le cristal ne peut tourner ici que de 2°41'

Nous avons effectué un règlage par autocollimation à l'aide de calibres en verre prismatiques, ou "cales d'angle", réalisés spécialement par l'Optique Scientifique". Un calibre est nécessaire pour chaque domaine spectral ; son angle, égal au complément de l'angle de règlage est indiqué dans le tableau II - 9 pour chaque domaine ; il est connu à 15" près.

Le règlage de chacun des spectrographes est alors réalisé de la manière suivante :

- nous posons avec grand soin le calibre sur la lame cristalline de telle sorte qu'apparaissent des franges d'interférence, témoin d'un bon contact. Dans ces conditions, la reproductibilité du contact conduit à une précision angulaire de l'ordre de 2" ;

- nous règlons la lunette autocollimatrice sur le miroir M_s solidaire du

TABLEAU II - 9

---

spectro-graphe	$\theta_{min} = b_1$ degrés	u X	Å	C_1 codeur	$\theta_{max} = b_2$ degrés	u X	Å	C_2 codeur	cale d'angle	angle de règlage	C_m codeur
I	58°54'	9098,8	9,115	158	61°35'	9346,0	9,365	459	30°06'30''	59°53'30''	269
II	51°05'	8268,00	8,285	158	53°46'	8571,4	8,590	459	37°34'30"	52°25'30"	270

bras du spectrographe ;

- nous faisons tourner le cristal manuellement autour de son axe jusqu'à ce que l'autocollimation se fasse simultanément sur M_s et sur le calibre ;

- nous fixons alors le porte-cristal par rapport au bras dans cette position.

3) Le troisième règlage réalise la mise en place correcte des collimateurs qui définissent l'orientation des faisceaux incidents sur la lame cristalline.

Soit C_1 et C_2 les valeurs binaires du codeur pour les deux positions extrêmes b_1 et b_2 du mouvement (tableau II - 9) ; le bras du spectrographe est tout d'abord amené dans la position moyenne $b_m = \frac{b_1 + b_2}{2}$ à laquelle correspond la valeur C_m du codeur.

Nous alignons, dans cette position, le miroir M_s et les miroirs M_c, solidaires des collimateurs et matérialisant leurs axes. Ceci est fait par autocollimation. La lunette est règlée sur le miroir M_s. L'orientation des collimateurs est modifiée jusqu'à ce que nous obtenions simultanément l'autocollimation sur les miroirs M_c.

4) La dernière opération est la mise en place des compteurs. Elle se fait une fois pour toutes à l'aide d'un faisceau laser. Celui-ci traverse le collimateur, est réflèchi par le cristal puis doit venir frapper la fenêtre du compteur. Nous avons vérifié qu'il en est bien ainsi pour tous les rayons du faisceau transmis par le collimateur quelle que soit l'orientation du cristal. Le compteur est alors fixé au corps du spectrographe.

Lors du montage définitif dans la pointe scientifique, une condition préalable doit être remplie : le parallèlisme des axes des collimateurs et de l'axe défini par les senseurs solaires.

Ceci modifie l'ordre des règlages 2 et 3 que nous nous trouvons amenés à refaire au moment de cette mise en place. En effet il faut tout d'abord règler la lunette autocollimatrice sur le miroir des senseurs solaires ; les règlages des collimateurs et du bras du spectrographe se font ensuite par rapport à la lunette ; lorsque le bras est règlé

le codeur est amené à la valeur C_m puis rendu solidaire du mécanisme. Enfin nous vérifions à l'aide des calibres de verre le bon règlage des cristaux.

Nous estimons que la précision des règlages est réalisée à 1' près soit 4 pas moteur.

VI - VERIFICATION DES REGLAGES

Nous avons procédé à un certain nombre de vérifications en lumière X pour nous assurer de la qualité du montage et de son règlage et pour estimer la reproductibilité des mesures.

Nous avions vérifié précédemment que l'état de surface des cristaux était correct et que leur planéité est meilleure que la minute d'arc. Les cristaux étant légèrement hydrophiles, l'homogéneité de leur surface risque de se détériorer dans le temps ; nous les avons donc gardés le plus longtemps possible à l'abri de l'air et des poussières dans une enceinte contenant des sels dessèchants. Leur mise en place définitive a été faite le plus tard possible, juste avant l'assemblage de la fusée, c'est-à-dire 24 heures avant son lancement. Nous avons, de plus vérifié que différentes portions de la lame réflèchissent de manière tout à fait équivalente compte-tenu de la précision expérimentale.

Afin de contrôler les performances des spectrographes il est nécessaire d'enregistrer, dans le premier ordre de réflexion, à l'aide de l'un d'eux, un spectre très bien connu. Seul le doublet $K\alpha_{1,2}$ de l'aluminium peut être observé en premier ordre avec le spectrographe II ($\lambda m = 8,45$ Å) ; il n'est pas possible de résoudre ce doublet à l'aide du cristal choisi. Or, il est nécessaire pour nos contrôles d'observer simultanément plusieurs raies. Nous avons choisi d'observer l'ensemble du spectre Kα de l'aluminium qui a été très soigneusement étudié dans notre laboratoire[19] à l'aide d'un spectrographe à cristal courbé équipé d'un cristal de quartz, permettant d'atteindre une résolution nettement supérieure à la nôtre.

Pour l'observer, nous avons été amenés à déplacer légèrement le domaine utilisable de ce spectrographe tout en restant

dans les limites d'étalonnage angulaire permises par la cale d'angle utilisée. Notre domaine d'étude en laboratoire a donc été défini entre les angles de BRAGG 49°44'30'' et 52°25'30''.

Nous avons enregistré successivement plusieurs spectres de l'aluminium après avoir à chaque fois règlé le spectrographe comme indiqué précédemment et changé ou non la lame cristalline. Ceci nous a permis de constater que les résultats obtenus sont parfaitement reproductibles entre eux , compte-tenu de la précision des règlages.

La figure II_6 montre l'un des spectres obtenus. Nous avons vérifié que les différentes raies $K\alpha_{12}$, $K\alpha_3$, $K\alpha_4$ apparaissent à moins d'une minute de la position attendue, ceci justifie les précisions indiquées pour la distance interéticulaire d_1 du cristal et le parallèlisme des plans réflecteurs avec la surface de la lame.

De plus les rapports d'intensité mesurés sont, après déduction du fond continu, compatibles à 5% près avec ceux mesurés précédemment au laboratoire [19]

$$\frac{I K\alpha_3}{I K\alpha_{1,2}} = 10\% \qquad \frac{I K\alpha_4}{I K\alpha_3} = 42\%$$

Quant à la résolution, elle est, avec le collimateur utilisé :

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = 7,2 10^{-4}$$

Dans le domaine I, aucune raie intense ne peut être réflèchie en premier ordre. Nous avons donc analysé, à l'aide des cristaux déjà étudiés dans le domaine $Al K\alpha_1$, des raies réflèchies en ordres supérieurs afin de vérifier la reproductibilité des règlages. Les raies choisies sont indiquées dans le Tableau II - 10.

Les calculs de position ont été effectués avec la constante interéticulaire d_1 quel que soit l'ordre de réflexion. Par suite de la réfraction dans le cristal, les raies réflèchies en ordre

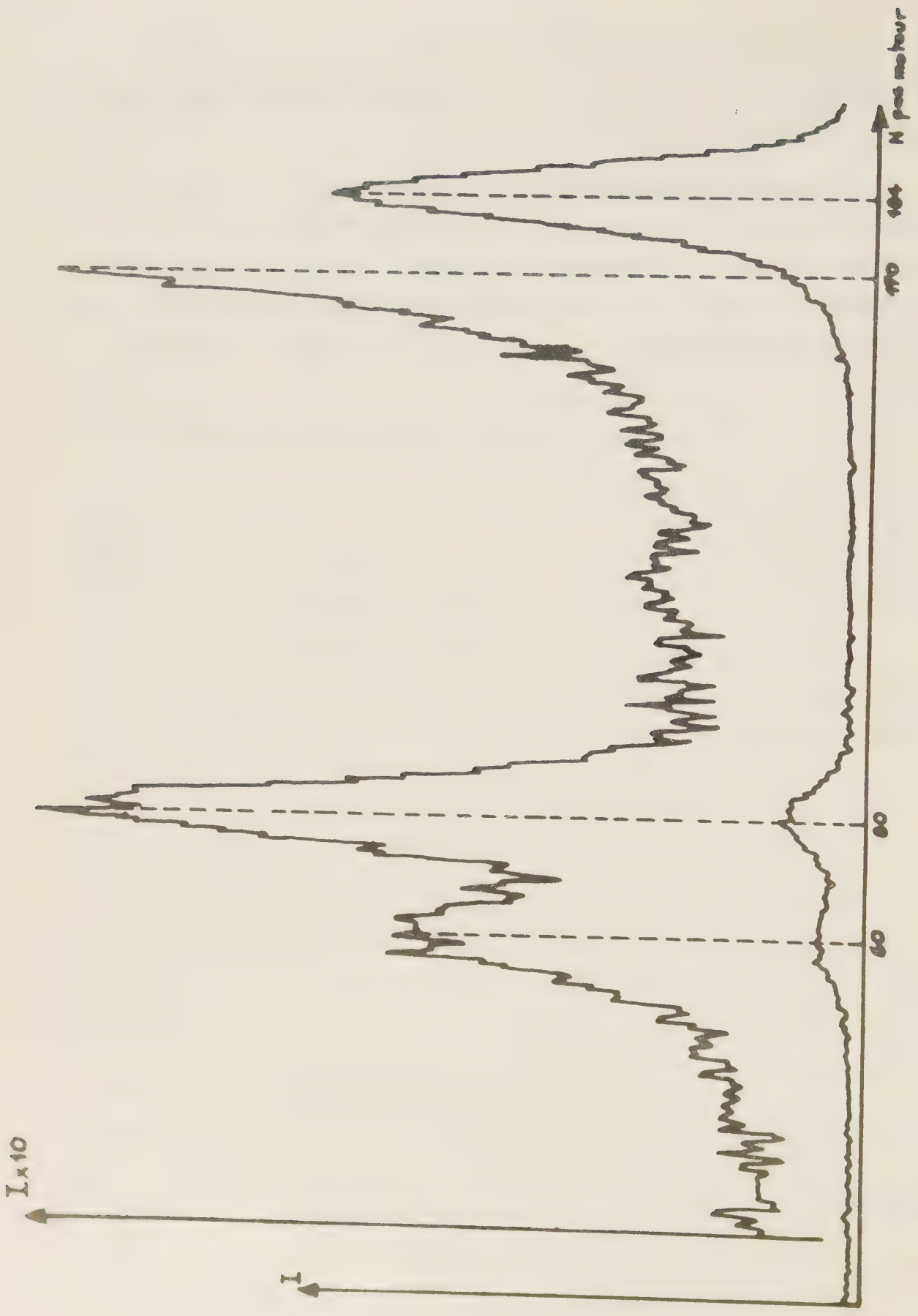


Fig: II 6

TABLEAU II - 10

spectro-graphe	domaine angulaire	raie	λ u X	ordre	θ *	position en nombre de pas	intensité relative	variation codeur
I	58°54' à 61°35'	Rh La_1	4587,91	2	59°42'40"	172	100	090
		La_2	4595,91	2	59°52'57"	208	10	110
		Ru $L\beta_1$	4611,01	2	60°12'31"	277		146
		Cr $K\alpha_1$	2284,96	4	59°19'43"	91	100	048
		Ka_2	2288,85	4	59°29'36"	126	50	066
II	51°05' à 53°46'	Al $Ka_{1,2}$	8321,37	1	51°33'20"	96		050
II'	49°44' à 52°25'	Al $Ka_{1,2}$	8321,37	1	51°33'20"	382	100	201
		Ka_3	8270	1	51°05'25"	290	7	152
		Ka_4	8254	1	50°59'42"	261	3	137

* calculé en prenant $2d_1$ = 10 626,4 uX

supérieur sont décalées vers les petits angles par rapport à la position calculées à l'aide de d_1. Ce décalage est de 23 pas moteur pour les raies réflèchies en 2ème ordre et de 30 pas moteur pour les raies réflèchies en 4ème ordre. Nous en avons déduit les valeurs respectivement de :

$$d_2 = 10\,638 \pm 2\ uX$$

$$d_4 = 10\,642 \pm 2\ uX$$

d'où $$d_\infty = d_{hkl} = 10\,644 \pm 2\ uX = 10,66\ u\,X$$

et $$\delta/\lambda^2 = 6,5.10^{-6}$$

Nous avons vérifié que la reproductibilité du montage était meilleureque la minute pour différents règlages effectués indépendamment.

Les résultats que nous avons obtenus à l'aide de ce montage sont décrits dans le prochain chapitre.

CHAPITRE III

RESULTATS DES EXPERIENCES EN FUSEE

Dans ce chapitre nous décrirons des résultats que nous avons obtenus avec les montages décrits et étudiés dans les précédents chapitres ; ceux-ci ont pu être placés à bord de deux pointes de fusées qui ont été mises partiellement à notre disposition respectivement par le C.N.E.S. et l'E.S.R.O.

I - OBTENTION D'IMAGES

C'est le 6 Avril 1966 à 15 h 30 T.U. qu'a été lancée du centre de tir d'HAMMAGUIR la fusée qui emportait trois chambres noires munies de sténopés. La durée utile du vol au-dessus de 80 km a été de 270 secondes et la fusée a atteint l'altitude maximale de 130 km. Grâce au système de pointage, l'axe optique des chambres noires a été maintenu en direction du centre du soleil à $\pm$ 15" d'arc en hauteur et $\pm$ 2' d'arc en azimut. L'appareillage scientifique a de plus effectué autour de cet axe une rotation d'une trentaine de degrés en un moment très lent de va et vient.

Cette expérience a fait l'objet d'une note aux comptes-rendus de l'Académie des Sciences[20] ; la meilleure des photographies obtenues a été publiée sur planche comparativement à un spectrohéliogramme enregistré, à l'observatoire de Meudon le jour du tir, en longueur d'onde K_{IV} de l'émission du calcium.

Une analogie apparaît directement entre les positions des plages observées sur ces deux clichés malgré la déformation de l'image X due au mouvement de rotation de la pointe. Trois centres actifs sont visibles sur les deux images. Nous avons pu mettre en évidence, en comparant les trois photographies obtenues , une plus forte contribution

de l'émission X de courtes longueurs d'onde pour celui des centres qui apparaît le plus actif en lumière visible.

Les résultats d'une telle expérience restent très qualitatifs : ils montrent la nécessité d'augmenter à la fois la luminosité des montages par l'utilisation d'optiques vraies et la stabilisation des pointes afin d'atteindre à une meilleure résolution des images ; c'est pourquoi nous voulions développer l'emploi de télescope du type MONTEL. Un premier modèle a été lancé en 1967. Malheureusement la fusée s'est écrasée au sol au décollage. Par ailleurs la difficulté que nous avons eue à pouvoir disposer rapidement d'une pointe scientifique hautement stabilisée nous a conduit à arrêter le programme d'obtention d'images X solaires.

Depuis cette date, des chercheurs américains, en particulier de " l'American Science and Engineering"[21] [22] [23] [24], sont parvenus à mettre au point les télescopes proposés dès 1965 par R.GIACCONI[25][26] mais dont la réalisation mécanique est très délicate. Ces télescopes sont réalisés par l'assemblage de deux miroirs confocaux à incidence rasante, le premier parabolique, le second hyperbolique. Leurs meilleures images X[27] ont été prises le 7 Mars 1970, le jour d'une éclipse pendant laquelle le ""High Altitude Observatory" a pu effectuer simultanément des photographies de la couronne en lumière blanche[28] Ces images X ont été obtenues avec une résolution spatiale de 3 à 5 secondes d'arc ce qui permet d'établir une corrélation beaucoup plus étroite entre les centres d'activité émettant dans ces différents domaines.

II - REPARTITION SPECTRALE

Au cours du vol du mois d'Avril 1966, nous avons pu obtenir des données sur la répartition de l'énergie en fonction de la longueur d'onde dans le domaine X entre 1 et 20 Å. L'expérimentation est faite par détection photographique à l'aide de la méthode des filtres balancés.

Nous avons admis que la réponse du film photographique était proportionnel au nombre de photons reçus dans tout notre domaine d'étude et nous avons utilisé comme constante de proportionnalité celle mesurée en étalonnant la réponse à l'aide d'une source de ^{55}Fe d'activité connue[19]. Nous avons vérifié que cette approximation reste valable

jusqu'à 16 Å.

Aux courtes longueurs d'onde, l'intensité du rayonnement X solaire est très faible ; elle reste pratiquement au voisinage du seuil de réponse du film au-dessous de 5 Å et les erreurs peuvent atteindre 100% dans ce domaine.

Au delà de 16 Å, par contre, l'intensité est trop élevée pour rester dans la gamme de linéarité de réponse. En effet les filtres utilisés ont été calculés pour obtenir une variation d'au moins 50% de l'intensité transmise de part et d'autre de la discontinuité d'absorption en jeu. Compte-tenu de la faible valeur des sauts L, ceci nous a amené à prendre pour ces écrans des épaisseurs trop petites par rapport à l'intensité du flux à mesurer ; celle-ci se trouve pour cette raison fortement sous-estimée.

Dans le domaine compris entre 5 et 16 Å, la précision est de l'ordre de 20%. Les résultats sont présentés sur la figure III - 1 a en moyennant le flux reçu dans des intervalles de 1 Å. Les données expérimentales ont été corrigées pour tenir compte de la variation de l'absorption du rayonnement avec la longueur d'onde et avec l'altitude. Le calcul a été fait en utilisant les données indiquées page 5 et en tenant compte des différentes valeurs de l'altitude, de seconde en seconde pendant la durée utile du vol.

Les valeurs globales du flux entre 2 et 8 Å, 5 et 12 Å et 12 et 16 Å sont respectivement de l'ordre de 2.10^{-4}, $5,5.10^{-4}$ et $4,5.10^{-3}$ erg/cm^2 sec.

Lors de l'expérience lancée du Centre Spatial de SARDAIGNE le 2 juillet 1971 à 10 h 55 T.U., la durée utile du vol fut de 320 secondes. Nous avons pu obtenir une allure générale de la répartition de l'énergie entre 2 et 12 Å à l'aide d'un compteur proportionnel scellé.

Les impulsions sont analysées grâce à l'utilisation d'une fenêtre d'amplitude dont la largeur correspond à une variation d'énergie de photons incidents de 0,6 keV. Le centre de la fenêtre se déplace toutes les deux secondes de manière à définir 8 canaux d'amplitude indiqués dans le tableau III - 1.

Une source de ^{55}Fe placée dans le compteur permet

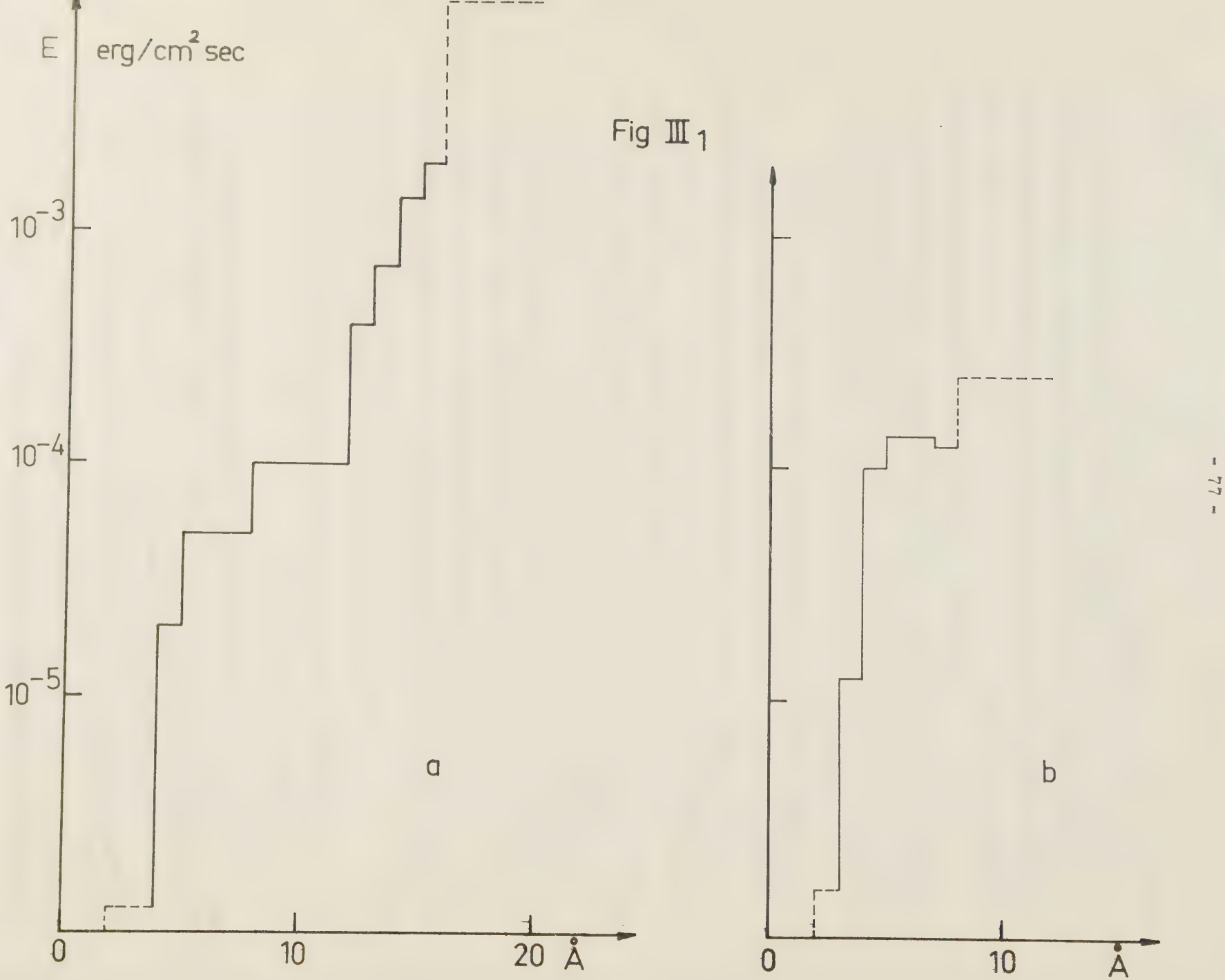


Fig III 1

TABLEAU III - 1

---

canal	domaine d'énergie	domaine de longueur d'onde	$N_{h\nu}$	Energie
O	1-1,6 KeV	12,3 - 7,7 Å	214 000	$4,3.10^{-4}$ erg/cm² sec
1	1,6-2,2	7,7 - 5,6 Å	95 000	$2,8.10^{-4}$
2	2,2-2,8	5,6 - 4,4 Å	47 500	$1,8.10^{-4}$
3	2,8-3,4	4,4 - 3,6 Å	6 000	3.10^{-5}
4	3,4-4	3,6 - 3,1 Å	6 000	4.10^{-6}
5	4 - 4,6	3,1 - 2,7 Å	200	$1\ 5.10^{-6}$
6	4,6-5,2	2,7 - 2,4 Å	200	$1,5.10^{-6}$
7	5,2 - 5,8	2,4 - 2,1 Å	80	7.10^{-7}

de vérifier le bon fonctionnement à la fin de chaque cycle.

Nous avons obtenu 18 valeurs dans chaque canal, toutes au-dessus de 100 km c'est-à-dire à une altitude où l'absorption atmosphérique est tout à fait négligeable devant la précision de l'expérience.

Nous indiquons dans le tableau III - 1 le nombre moyen de photons reçu par seconde et par cm^2 après correction pour tenir compte de l'efficacité du compteur.

Comme dans l'expérience précédente mais pour des raisons différentes les valeurs extrêmes de ce tableau sont plus particulièrement entachées d'erreurs.

Dans le canal 6 et tout spécialement dans le canal 7 la présence du bruit de fond dû à la source ^{55}Fe peut être une cause d'erreur importante bien que nous ayons, en principe, effectué une correction pour en tenir compte.

Dans le canal O, l'efficacité du compteur est très faible. De plus, une erreur de 10% sur l'épaisseur de la fenêtre ou sur la valeur de son coefficient d'absorption fait varier l'efficacité d'un facteur 2. Or les coefficients d'absorption sont connus à 10% près[4]. Dans ces conditions, la valeur de l'énergie reçue dans ce domaine est connue à 150% près et il est probable que nous l'avons sous-estimée.

Pour pouvoir comparer ces valeurs à celles obtenues lors de l'expérience précédente, nous avons calculé l'énergie moyenne reçue par Å en fonction de la longueur d'onde et obtenue la courbe III - 1 b.

Les valeurs globales du flux entre 2 et 8 Å et 5 et 12 Å sont respectivement de $4\,10^{-4}$ et 8.10^{-4} erg/cm^2 sec.

Les résultats de ces expériences sont comparables. En effet la première a été effectuée en période d'activité solaire croissante environ deux ans avant un maximum, la seconde en période décroissante deux ans après le même maximum. Les intensités reçues sont du même ordre de grandeur et correspondent à ce que l'on peut attendre en période d'activité solaire moyenne[29] [30].

III - LES SPECTROHELIOGRAMMES

A) Conditions d'obtention

Au cours du vol du 2 Juillet 1971, l'ensemble du montage spectroscopique a fonctionné correctement pendant les 320 secondes qu'a duré la stabilisation de la pointe.

La trajectoire de la fusée se situe dans un demi-plan orienté est-sud qui fait avec la direction du nord magnétique un angle de 265^0.

Dans ce plan la fusée décrit une parabole dont le point culminant est à 223 km. Sa corde à 100 km est de 160 km ; le temps qui sépare les deux passages à cette altitude est de 330 secondes. Les dix premières secondes ont été utilisées pour une calibration de l'expérience. Une seconde calibration a eu lieu 320 secondes après la fin de la première. Nous y reviendrons.

Le mouvement propre de la fusée sur sa trajectoire, qui peut être assimilé en première approximation à une rotation de celle-ci autour de son axe, a été déterminé à chaque instant du vol. Deux magnétomètres placés dans une section droite de la fusée, de telle sorte que leurs axes soient orthogonaux entre eux et avec l'axe de cette dernière, permettent cette détermination. La période de leurs signaux correspond à la vitesse de rotation angulaire de la fusée ; leur déphasage indique son sens de rotation. Les données des magnétomètres ont été traitées à l'aide d'un programme de lissage de courbe, suivi dun programme de moindres carrés. Elles montrent que la pointe fut animée d'un mouvement de spin uniformément retardé de vitesse :

$$\omega_r = v_0 - \gamma t$$

$$\omega_r \text{ deg.sec}^{-1} = 20,6316 - 1,98217\, t$$

Dans ce calcul le repérage est fait par rapport au champ magnétique terrestre. Il est alors nécessaire d'utiliser un modèle de magnétosphère pour obtenir l'orientation de la fusée par rapport à l'axe N-S de rotation du soleil. La loi précédente se trouve légèrement modifiée et s'écrit :

$$\omega_r = 20,6316 - 0,02306.10^{-3} - 1,98217\, t$$

Les indications fournies par les senseurs solaires sont présentées en partie sur la figure III_2. Rappelons que celles-ci permettent de connaître la précision du pointage. Nous voyons qu'après une période d'acquisition qui s'étend sur environ 15 secondes, le pointage se fait sur un point situé à 30'' $\pm$ 5'' d'arc du centre du soleil autour duquel il décrit un cercle à la vitesse angulaire ω_r.

En ce qui concerne le spectrographe proprement dit, nous avons pu vérifier, grâce aux indications du codeur optique et de l'optique solaire, que le mécanisme de rotation des cristaux avait fonctionné normalement, le moteur pas à pas travaillant à la fréquence de 66,2 $\pm$ 0,2 Hz. La durée d'un balayage complet (aller et retour du cristal) est 17,26 $\pm$ 0,05 sec ; nous avons effectué 18 balayages complets pendant la durée utile du vol.

Le fonctionnement des systèmes de détection a été contrôlé grâce aux deux calibrations faites immédiatement avant et après l'enregistrement du spectre. Au cours de la première, nous avons obtenu en moyenne 1250 coups par seconde avec le compteur du spectrographe I et 1100 coups par seconde pour le compteur II. Au cours de la deuxième, nous avons mesuré 2 000 coups par seconde avec le compteur I, 1800 coups par seconde avec le compteur II. L'augmentation du taux de comptage est dû à un léger déplacement de la fenêtre d'amplitude par rapport à l'énergie de l'émission du ^{55}Fe qui est règlé initialement à l'extrémité supérieure de la fenêtre. Ce déplacement est sans effet sur le taux de comptage des émissions X étudiées puisque leur répartition statistique reste située pratiquement au centre de la fenêtre d'analyse.

Signalons que quelques chutes brèves de la haute tension, probablement dues à des effets "corona" provenant d'un dégazage de l'un des éléments du circuit, ont perturbé les enregistrements pendant une durée totale d'une vingtaine de secondes.

La figure III_3 montre quelles auraient été les trajectoires effectivement analysées sur le soleil au cours d'un balayage, pour les trois longueurs d'onde λ_R, λ_I et λ_F correspondant à l'ion Mg XI, si le pointage avait été effectué au centre du soleil. On voit très clairement qu'au cours d'un balayage, les centres émissifs correspondant à ces trois longueurs d'onde ne sont jamais les mêmes si l'on exclut le point central du soleil.

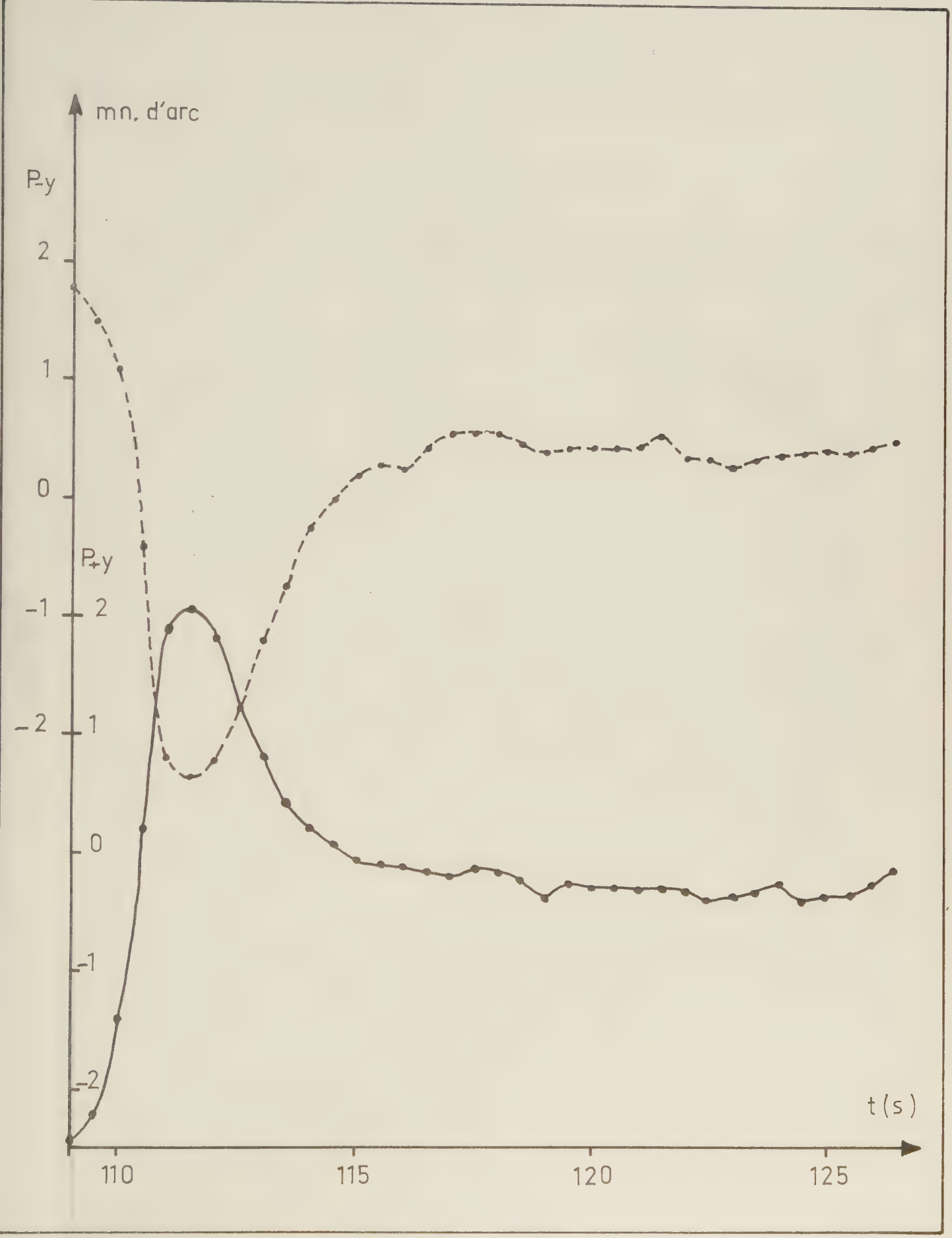


Fig: III 2

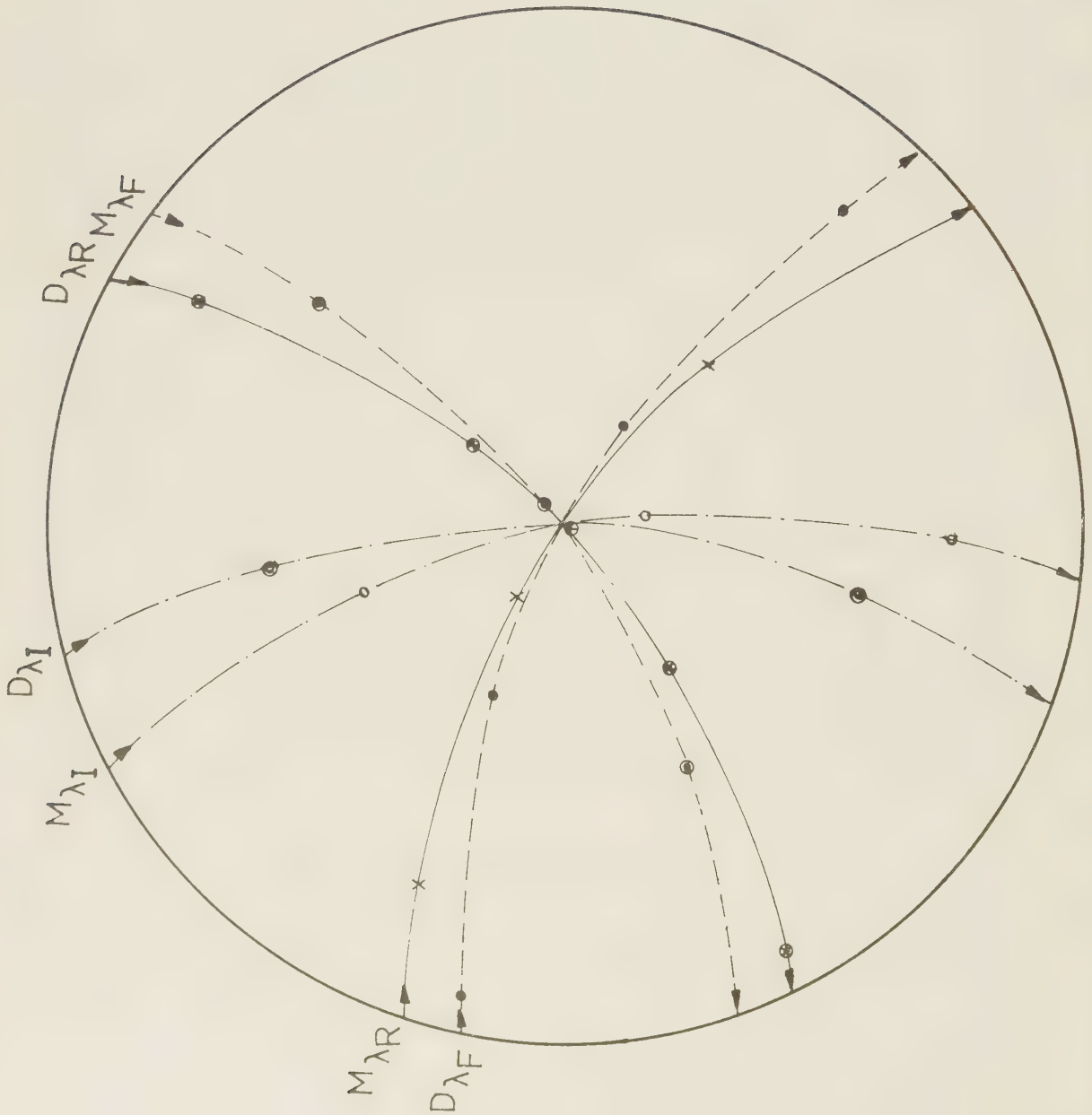


Fig: III 3

La figure III_4 indique quelles ont été les trajectoires des points émissifs dans le ciel pour chacune des trois longueurs d'onde analysées.

La figure III_5 donne, dans les mêmes conditions, les huit premières trajectoires d'analyse pour une des longueurs d'onde. Finalement, au cours des 18 balayages la surface du soleil est presque complètement étudiée.

B) Résultats spectrographiques

La figure III_6 donne, à titre d'exemple, le spectre obtenu au cours d'un balayage respectivement pour l'ion Mg XI avec un temps d'intégration de 25 ms par pas.

Ces spectres ne sont pas immédiatement utilisables puisque chaque longueur d'onde est obtenue à partir de points émissifs différents sur le soleil. Il n'est pas possible, en particulier, d'en déduire directement les intensités relatives des différentes raies spectrales. Il est donc nécessaire, à partir de ces données, d'établir les spectres à " φ constant " c'est-à-dire les spectres correspondant à des points sources tous situés sur un même diamètre solaire ; ce dernier est défini par l'angle qu'il fait avec l'axe N.S; de rotation du soleil sur lui-même.

Afin d'obtenir des données en nombre suffisant pour pouvoir tracer de tels spectres, nous avons été amenés à considérer non pas un seul diamètre mais une succession de zones, définies chacune par un domaine angulaire de largeur $\pm \Delta\varphi$ centrée autour de φ . Nous avons choisi $\Delta\varphi = 1°30'$, ce qui représente, au sol, une extension angulaire maximale de l'ordre de la minute d'arc sur le limbe. L'un de ces spectres est reproduit figure III_7. Nous y avons indiqué les portions qui correspondent à une même zone. Les trois raies de l'ion Mg XI qui apparaissent sur ce spectre sont émises par des points voisins d'un même centre actif. Leurs positions relatives ont été déterminées , nous indiquerons ces valeurs dans un prochain paragraphe.

Notons que les spectres obtenus à φ et $\varphi + \pi$ diffèrent alors qu'ils devraient être identiques. Ceci est dû à un dépointage ; en effet, l'axe de visée ne passant pas par le centre du soleil, les points analysés dans les deux cas ne proviennent pas d'un même diamètre solaire

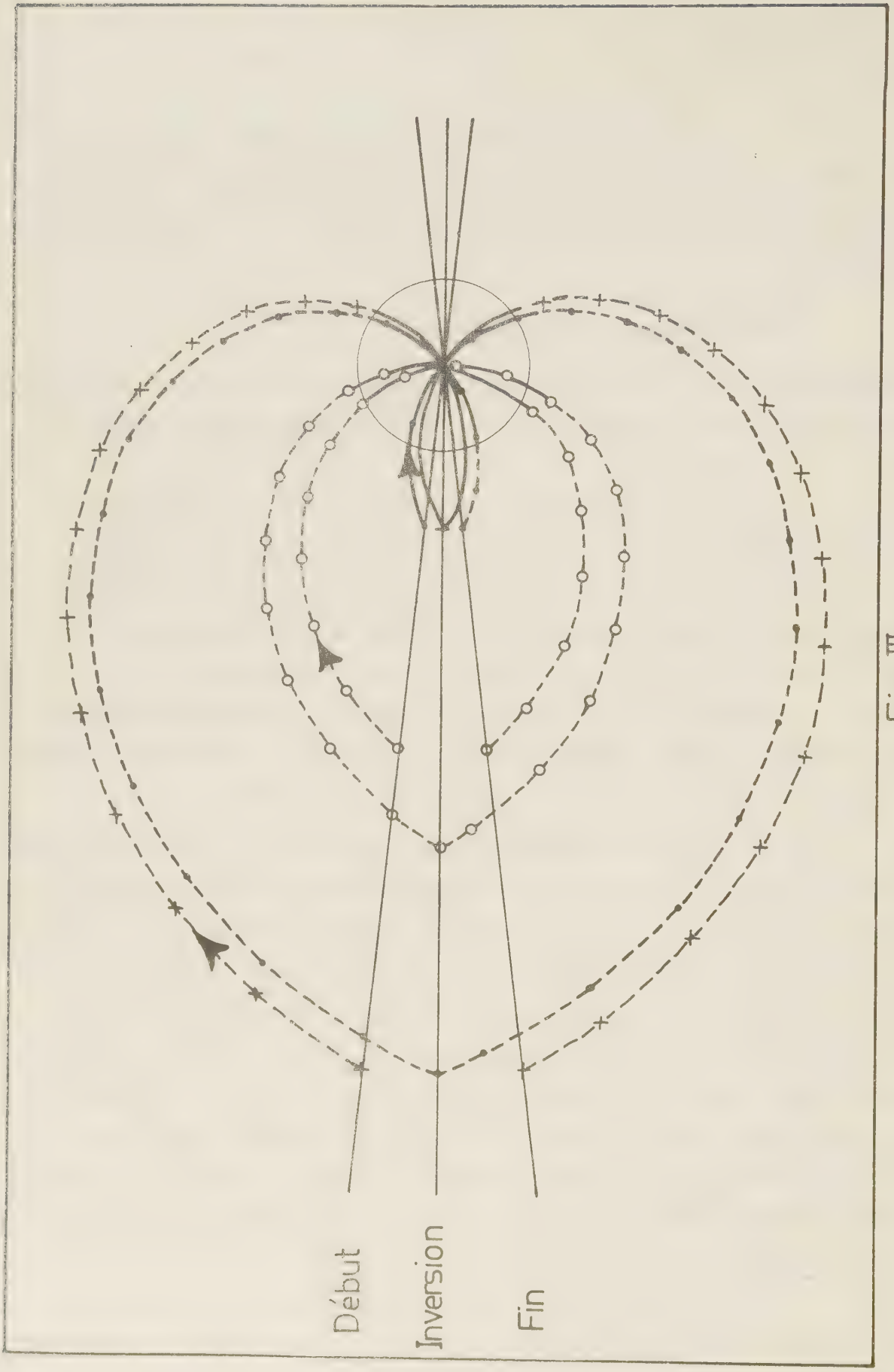


Fig: III 4

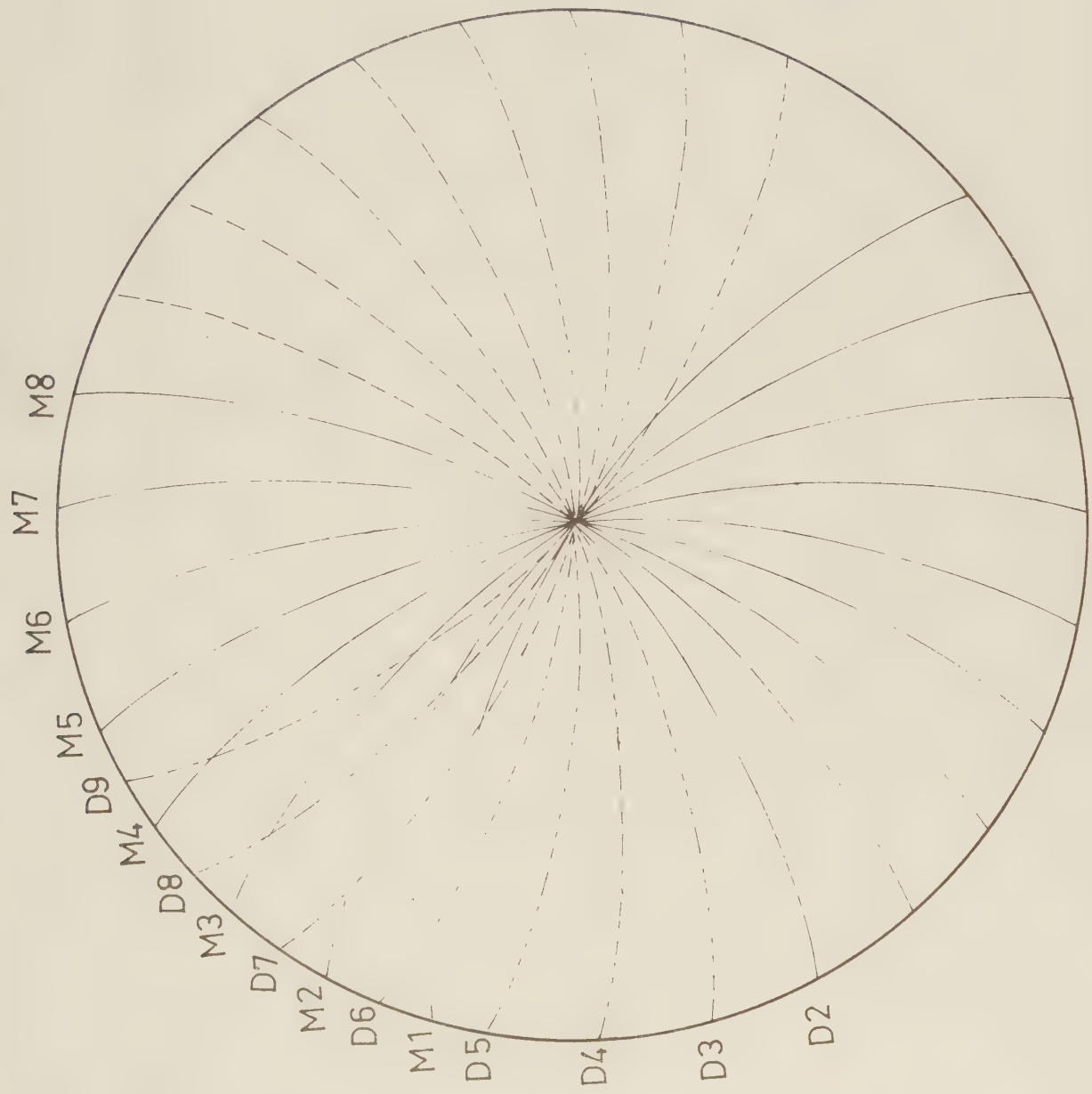
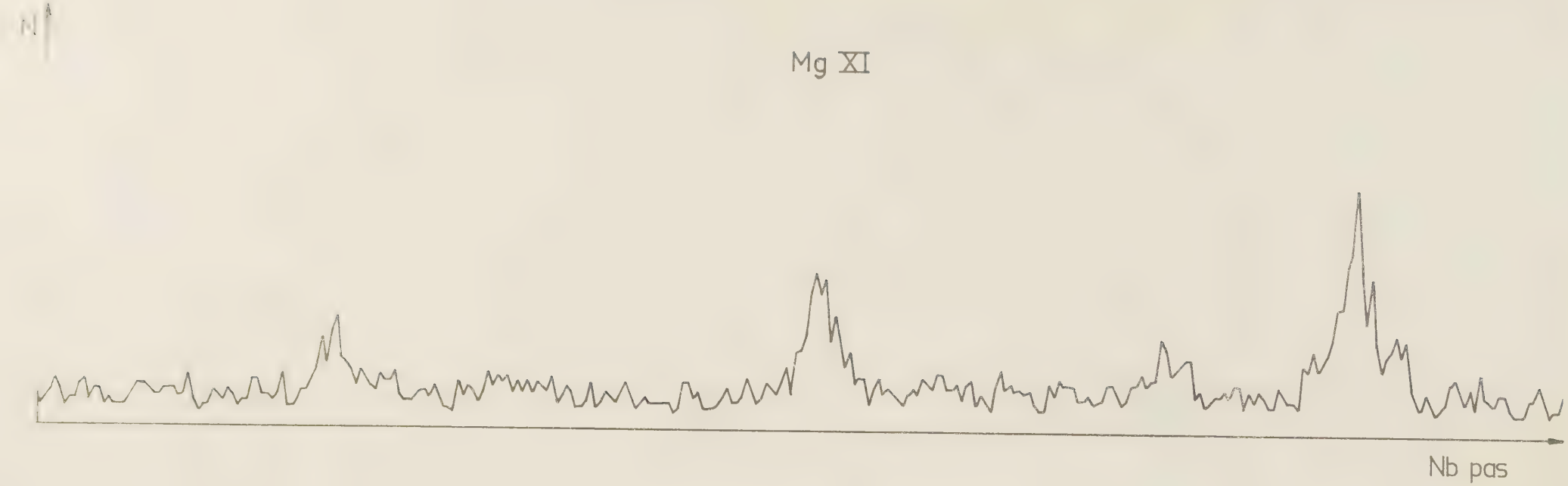


Fig: III 5



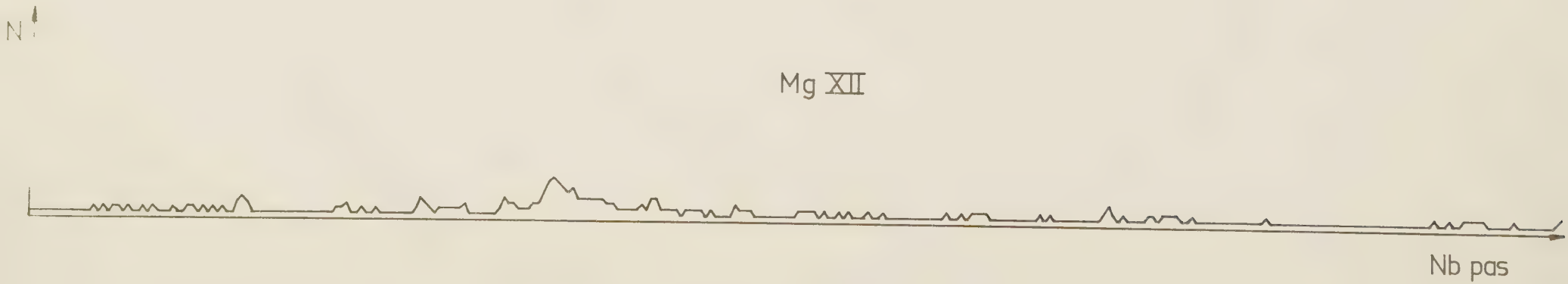


Fig III 6

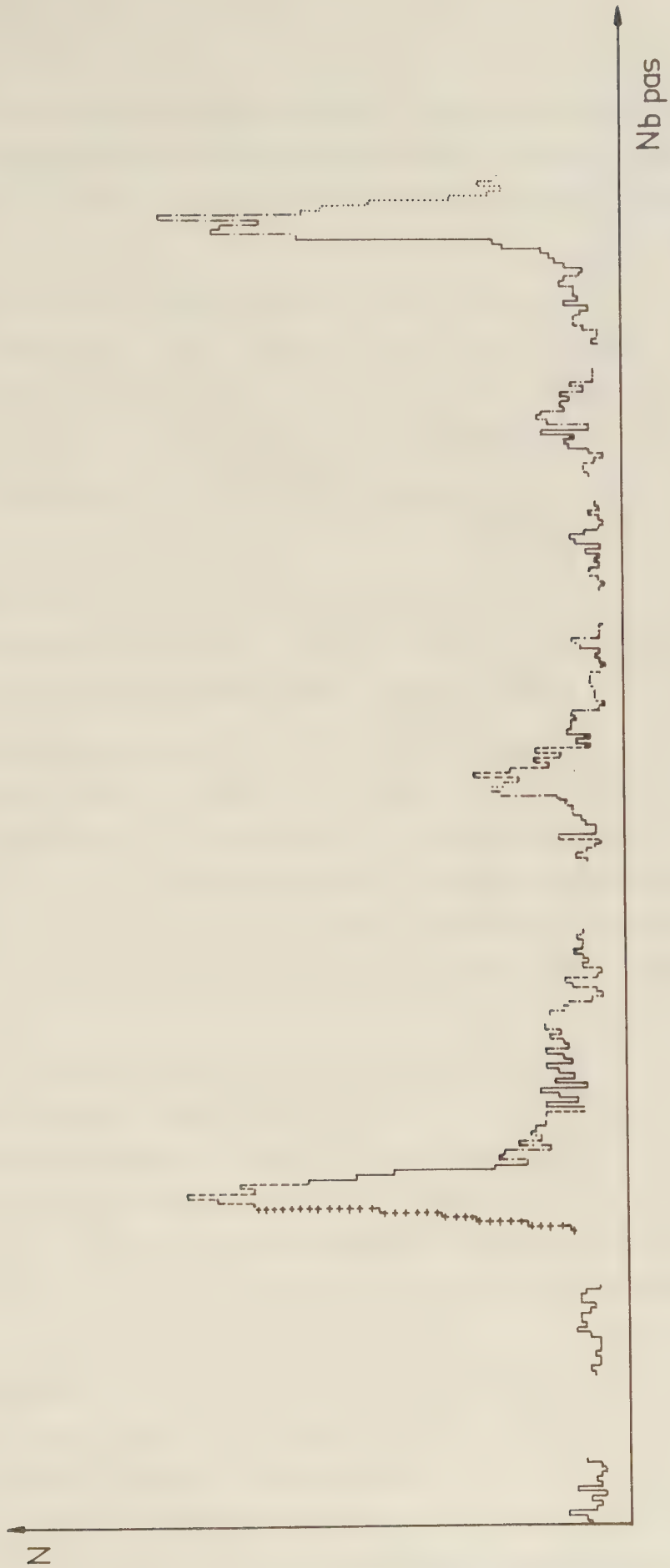


Fig: III 7

mais de deux cordes parallèles, situées de part et d'autre de ce diamètre ; l'une peut passer par un centre actif sans qu'il en soit de même pour l'autre. Un dépointage de l'ordre de 2'15'' a été estimé pour Mg XI ; il est d'environ 1' pour Mg XII.

Comme nous le verrons ultérieurement, deux centres actifs étaient présents sur le soleil le jour du vol. La figure III_8 indique les résultats que nous avons pu obtenir en reconstituant l'émission de longueur d'onde λ_F de Mg XI par une zone diamétrale qui couvrait partiellement les deux centres. Il est possible à partir de ce diagramme d'évaluer leurs activités respectives.

Les spectres obtenus pour Mg XII ne présentent qu'une seule raie d'émission de longueur d'onde λ_R d'intensité beaucoup plus faible. Leur reconstitution ne fait apparaître que l'émission du centre le plus actif.

Nous avons dressé des cartes du soleil dans les quatre longueurs d'onde étudiées. La figure III_9 montre l'une de celles obtenues en découpant le soleil en zones de 30" x 30" d'arc ; le nombre de coups attribués à chaque zone correspond à un temps de mesure de 25 ms. L'intérêt de ces cartes est de permettre de suivre les trajectoires d'analyse sur la surface du soleil. Mais celles-ci ne peuvent être localisées avec une telle précision.

Pour cette raison, nous avons été amenés à doubler les dimensions des zones (1' x 1' d'arc) qui quadrillent le soleil. Cela revient à moyenner sur un nombre plus grand de valeurs, améliorant ainsi la statistique : nous avons en effet conservé pour les émissions Mg XI les temps d'intégration de 25 ms et pris pour Mg XII des temps de 50 ms. Les figures III_{10} à III_{13} reproduisent ces cartes respectivement en λ_R, λ_I, λ_F pour Mg XI et λ_R pour Mg XII.

Tous ces spectrohéliogrammes ont été obtenus sur ordinateur, C O C 6 600 à la division calcul du C.N.E.S., ou I B M 360/65 au centre de calcul I N A G de l'Observatoire de Paris à Meudon, en tenant compte du dépointage. Par suite des caractéristiques de l'imprimante, ces cartes font apparaître pour le soleil une forme ellipsoïde.

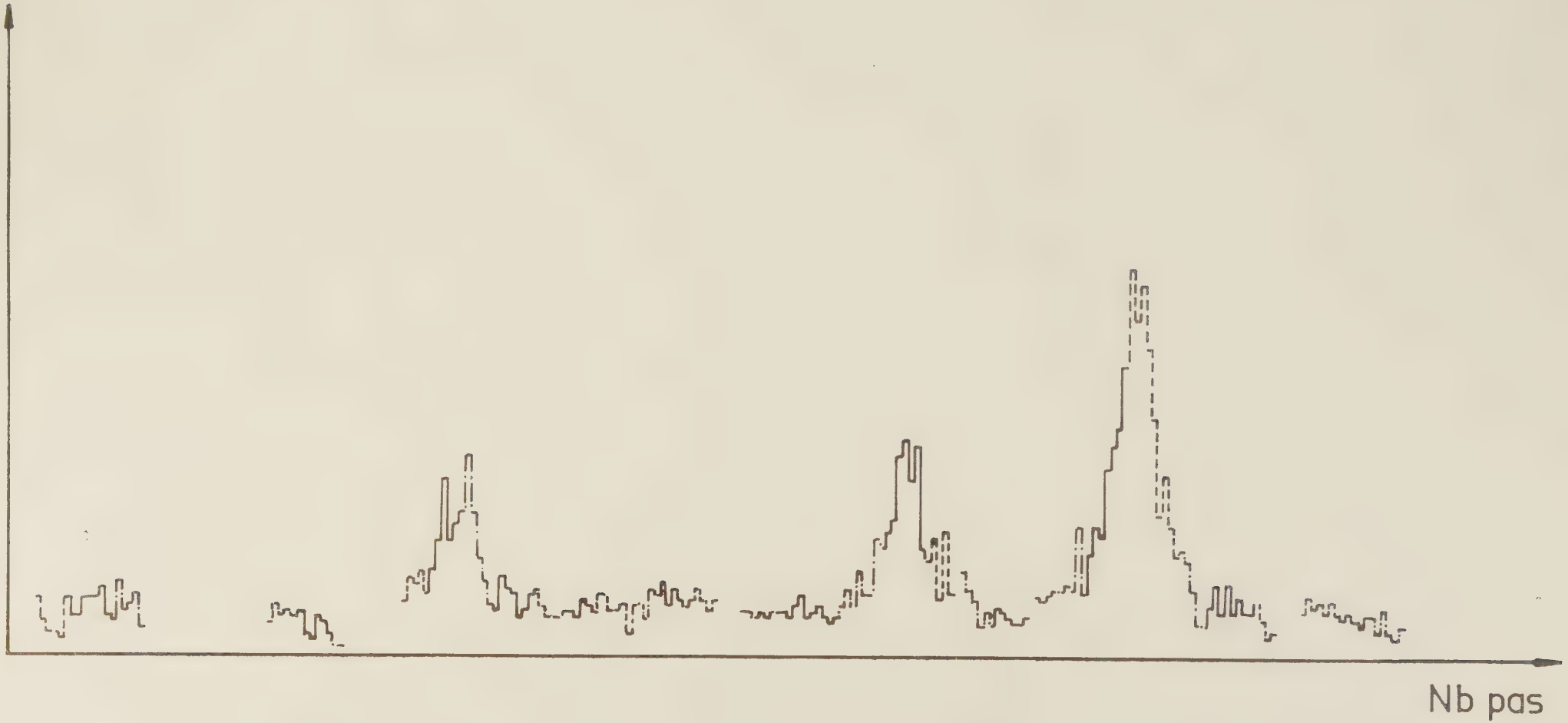


Fig: III 8

λ_F

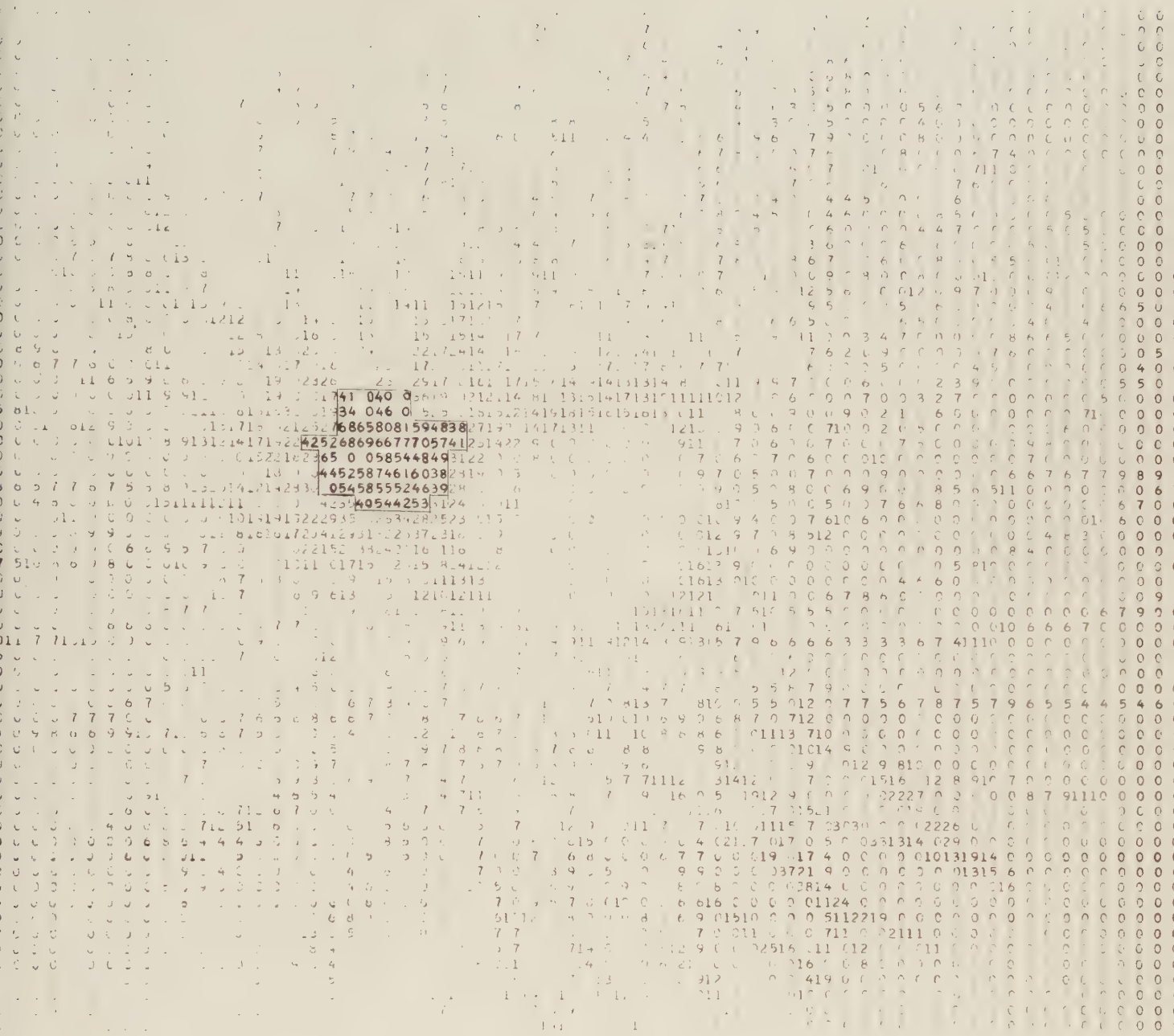


Fig III 9

λ_R

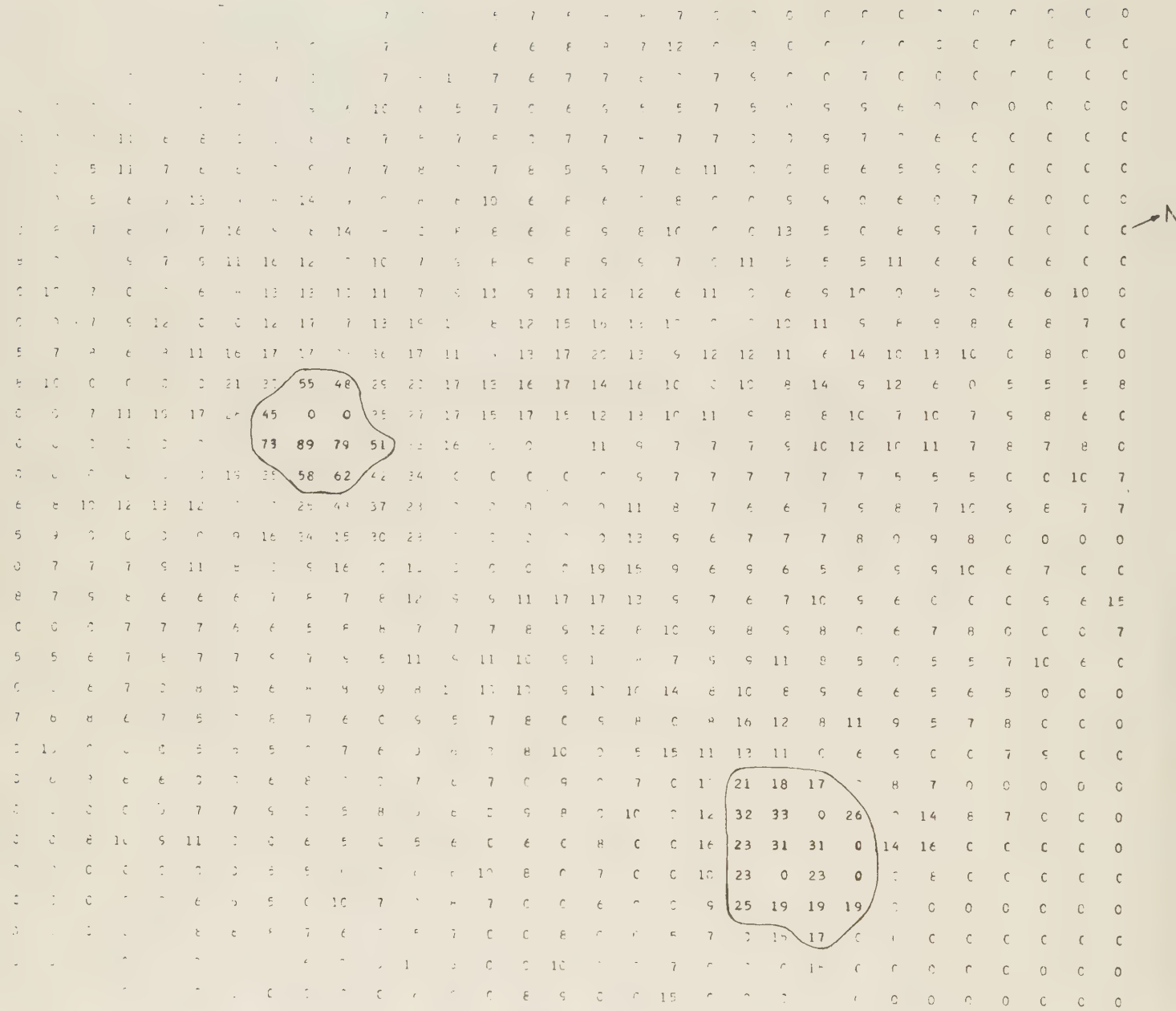


Fig III$_{10}$

λI

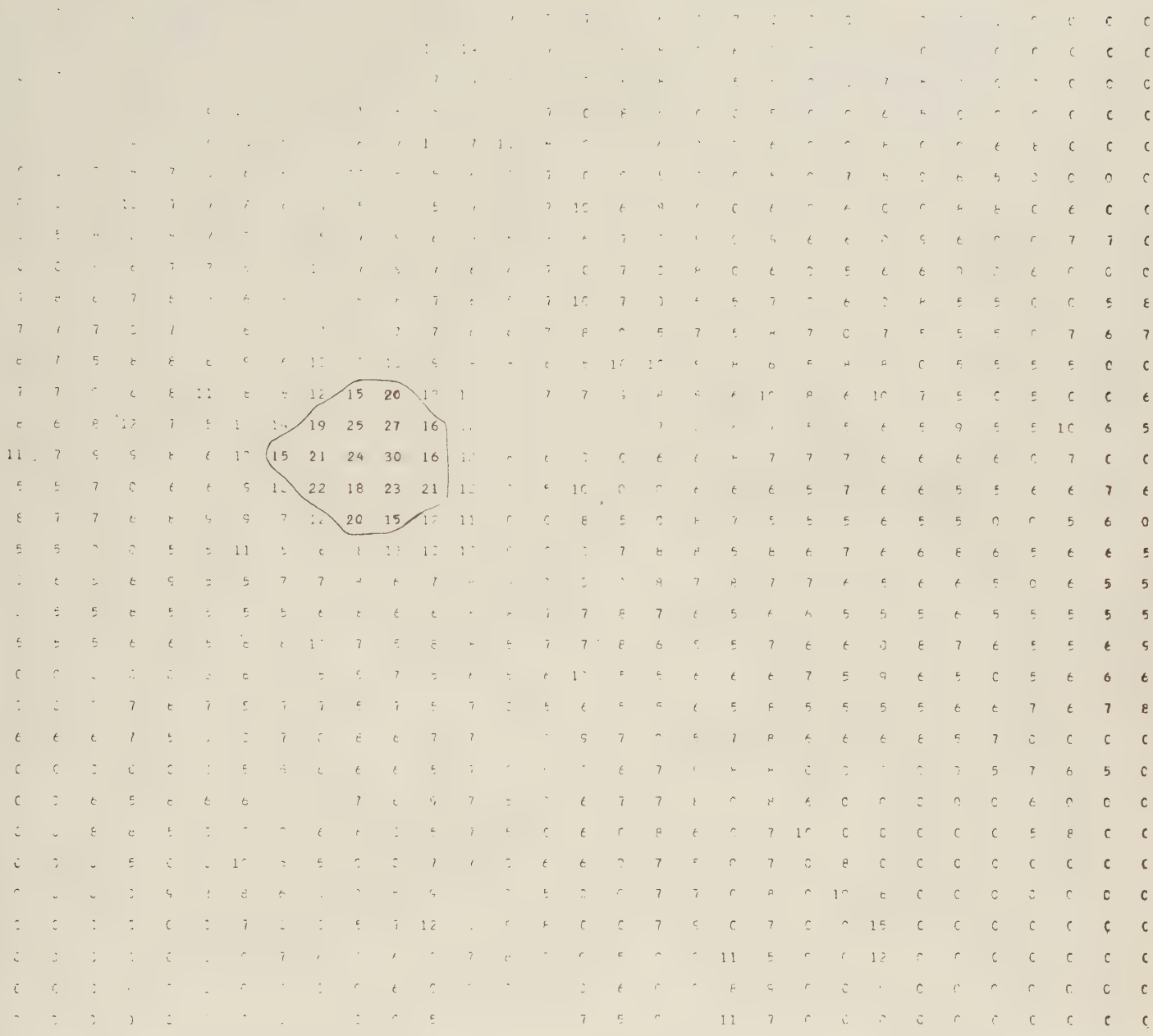


Fig. III 11

λ_F

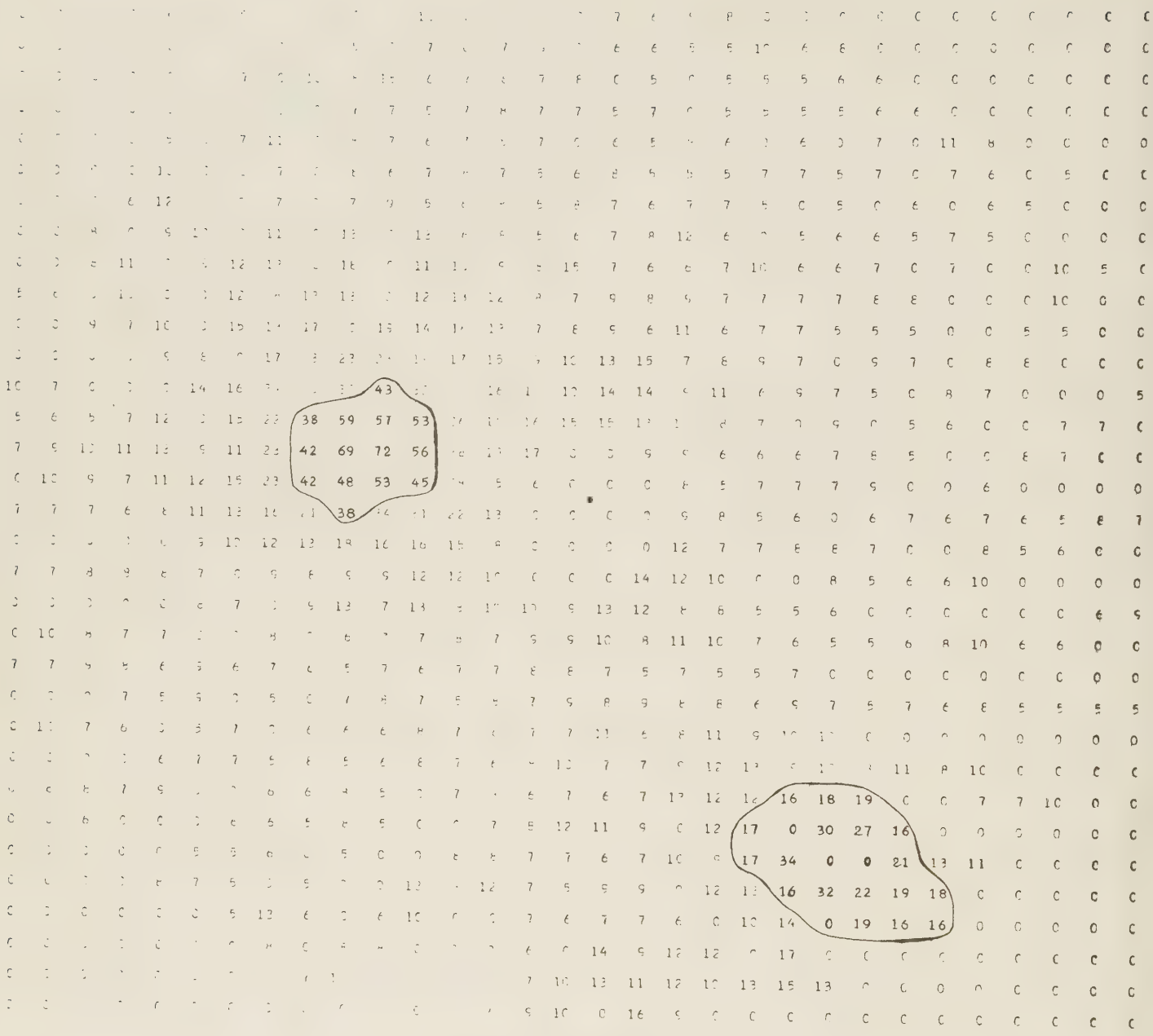


Fig: III 12

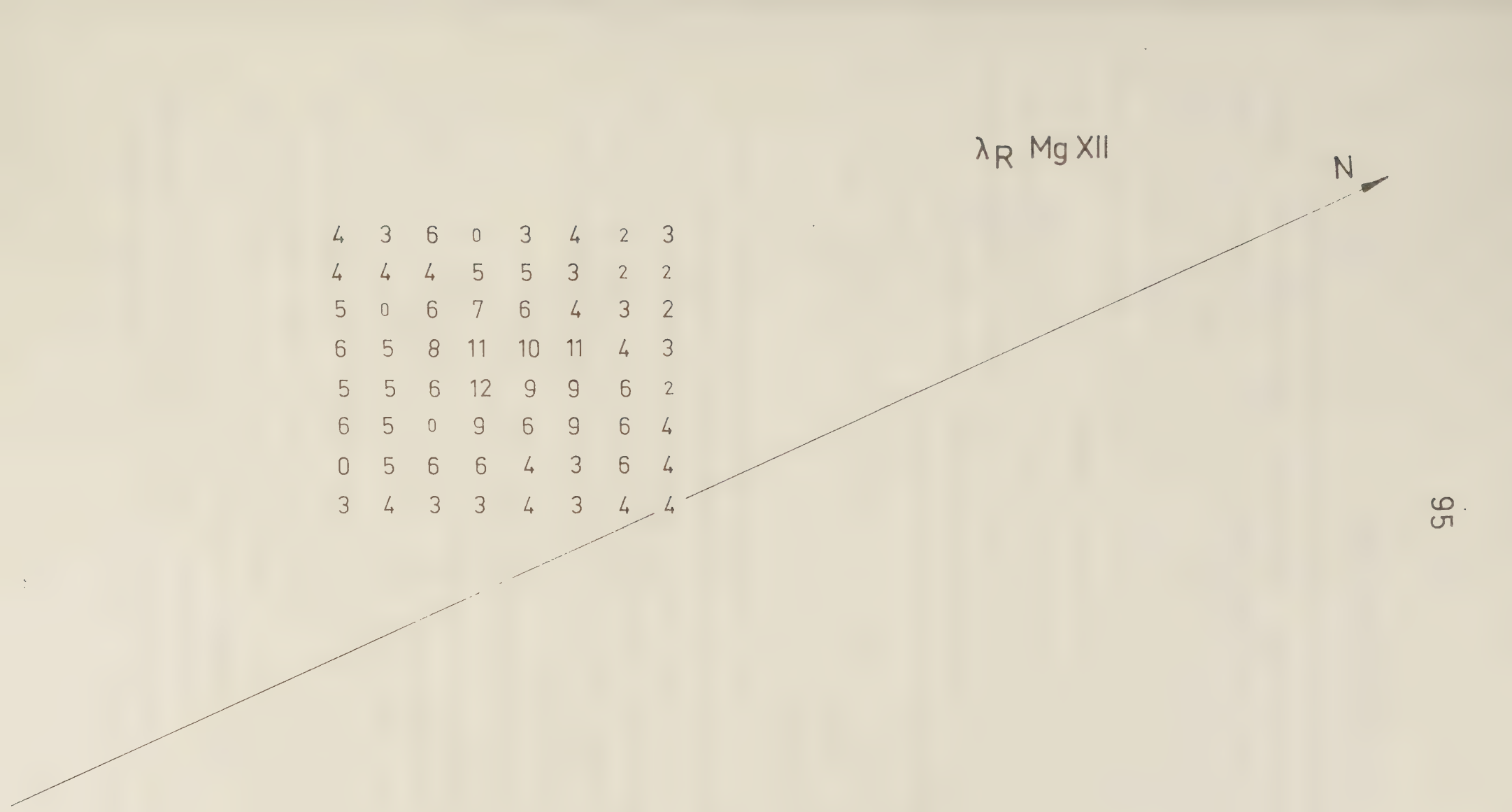

λR Mg XII
N
4 3 6 0 3 4 2 3
4 4 4 5 5 3 2 2
5 0 6 7 6 4 3 2
6 5 8 11 10 11 4 3
5 5 6 12 9 9 6 2
6 5 0 9 6 9 6 4
0 5 6 6 4 3 6 4
3 4 3 3 4 3 4 4

Fig III 13

C) Mesure des intensités

Pour déterminer l'intensité d'une raie spectrale, il est nécessaire de s'affranchir du bruit de fond. Or on sait que, outre les émissions discrètes, le soleil émet un rayonnement continu dû à la fois à la recombinaison radiative et au bremsstrahlung. De plus, la présence possible d'un bruit de fond parasite ne peut être totalement exclus. Nous avons supposé que le bruit de fond total était linéaire d'une extrémité à l'autre des spectres et nous l'avons retiré avant d'effectuer les mesures d'intensité.

Les nombres de coups effectivement comptés dans les raies λ_R Mg XII, λ_R Mg XI, λ_I Mg XI et λ_F Mg XI ont été déterminés pour les deux zones actives apparaissant sur les cartes. Les figures $III_{14 - 16}$ donnent respectivement les valeurs des rapports $R = \left(\frac{\lambda_F}{\lambda_I}\right)_{Mg\ XI}$ et $G = \left(\frac{\lambda_F + \lambda_I}{\lambda_R}\right)_{Mg\ XI}$ pour les deux zones et $R_R = \frac{\lambda_R\ Mg\ XII}{\lambda_R\ Mg\ XI}$ pour le centre actif le plus intense.

Nous discuterons dans le prochain chapitre comment déduire de ces rapports les données physiques des centres actifs.

Nous avons de plus calculé la valeur absolue de l'énergie émise dans la raie de résonance de l'ion Mg XI par le coeur du centre le plus actif. Tenant compte de l'efficacité du montage, calculée page 64, nous obtenons : 25.10^{-5} erg/cm^2 sec.

D) Comparaison avec les autres résultats

Nos spectrohéliogrammes font apparaître deux centres actifs à la surface du soleil. L'existence de ces deux centres a été confirmée, aussi bien en lumière X qu'en lumière visible.

D'une part le satellite OSO 5 [31], équipé d'un montage spectrohéliographique, étudie le soleil dans un domaine de longueur d'onde légèrement différent du nôtre (9,6 - 11,1 Å) et il a obtenu le jour du tir l'image du soleil reproduite figure III_{17}.

En accord avec nos résultats, le centre actif situé près du limbe apparaît nettement moins étendu et moins intense que celui situé vers le centre du soleil.

$$\frac{\lambda_R \text{ Mg XII}}{\lambda_R \text{ Mg XI}}$$

N

— — 0,286 — 0,250 0,125 — 0,100

0,167 0,091 0,083 0,125 0,083 0,016 — —

— — 0,08 0,05 0,048 0,041 0,033 0,083

0,17 0,073 0,075 — — 0,150 0,046 0,041

— — 0,029 0,059 0,047 0,076 0,071 —

— 0,107 — 0,066 0,035 0,035 0,069 —

— — — 0,100 0,026 0,016 0,087 —

— 0,250 0,045 0,028 0,100 0,020 0,055 —

Fig III 14

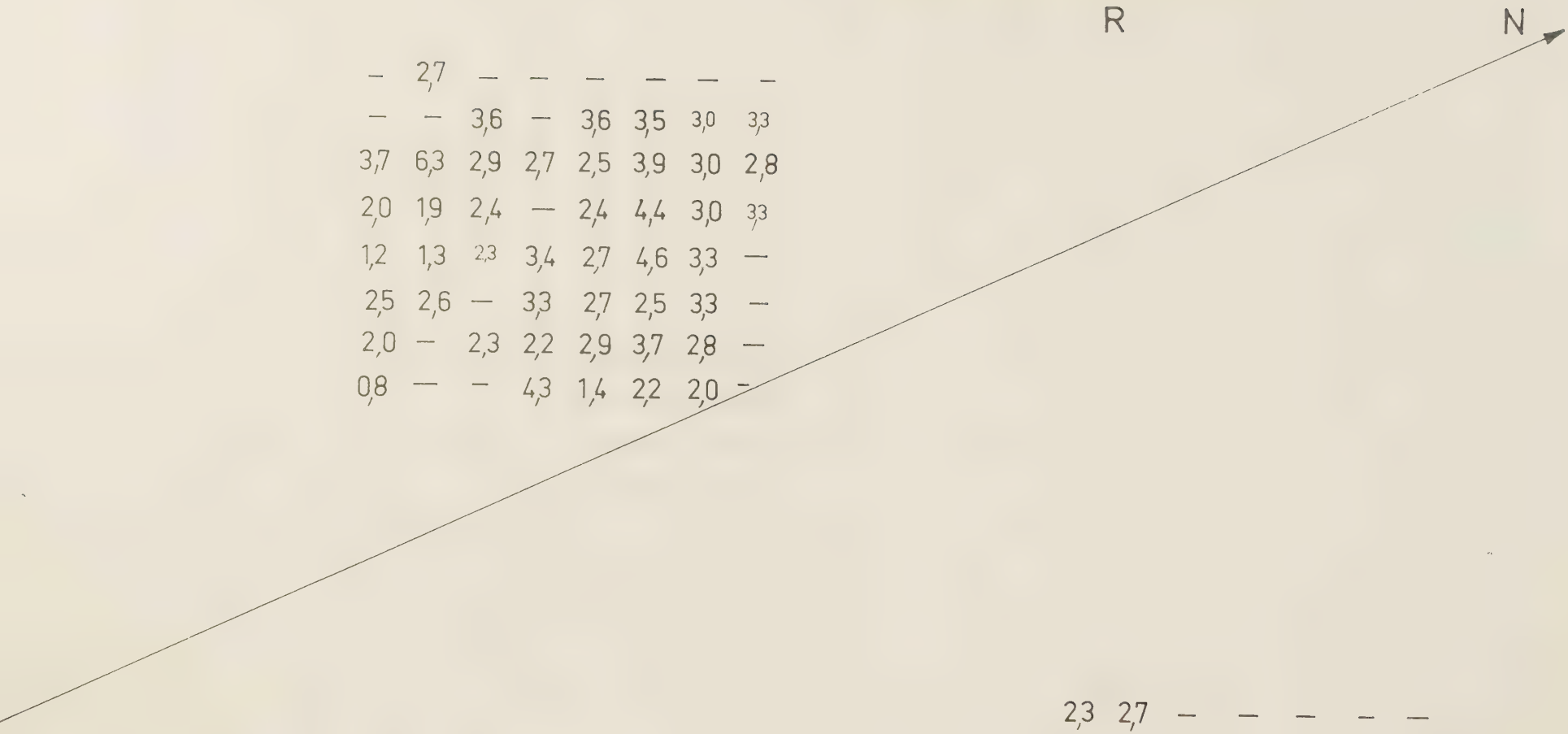

R
N
– 2,7 – – – – – –
– – 3,6 – 3,6 3,5 3,0 3,3
3,7 6,3 2,9 2,7 2,5 3,9 3,0 2,8
2,0 1,9 2,4 – 2,4 4,4 3,0 3,3
1,2 1,3 2,3 3,4 2,7 4,6 3,3 –
2,5 2,6 – 3,3 2,7 2,5 3,3 –
2,0 – 2,3 2,2 2,9 3,7 2,8 –
0,8 – – 4,3 1,4 2,2 2,0 –
2,3 2,7 – – – – –
– 2,3 – – – – –
– – – – – – –
– – – – – – –
– 2,7 – 5,4 5,7 – –
– – – – 1,4 – –
1,2 – – – – – –

Fig III 15

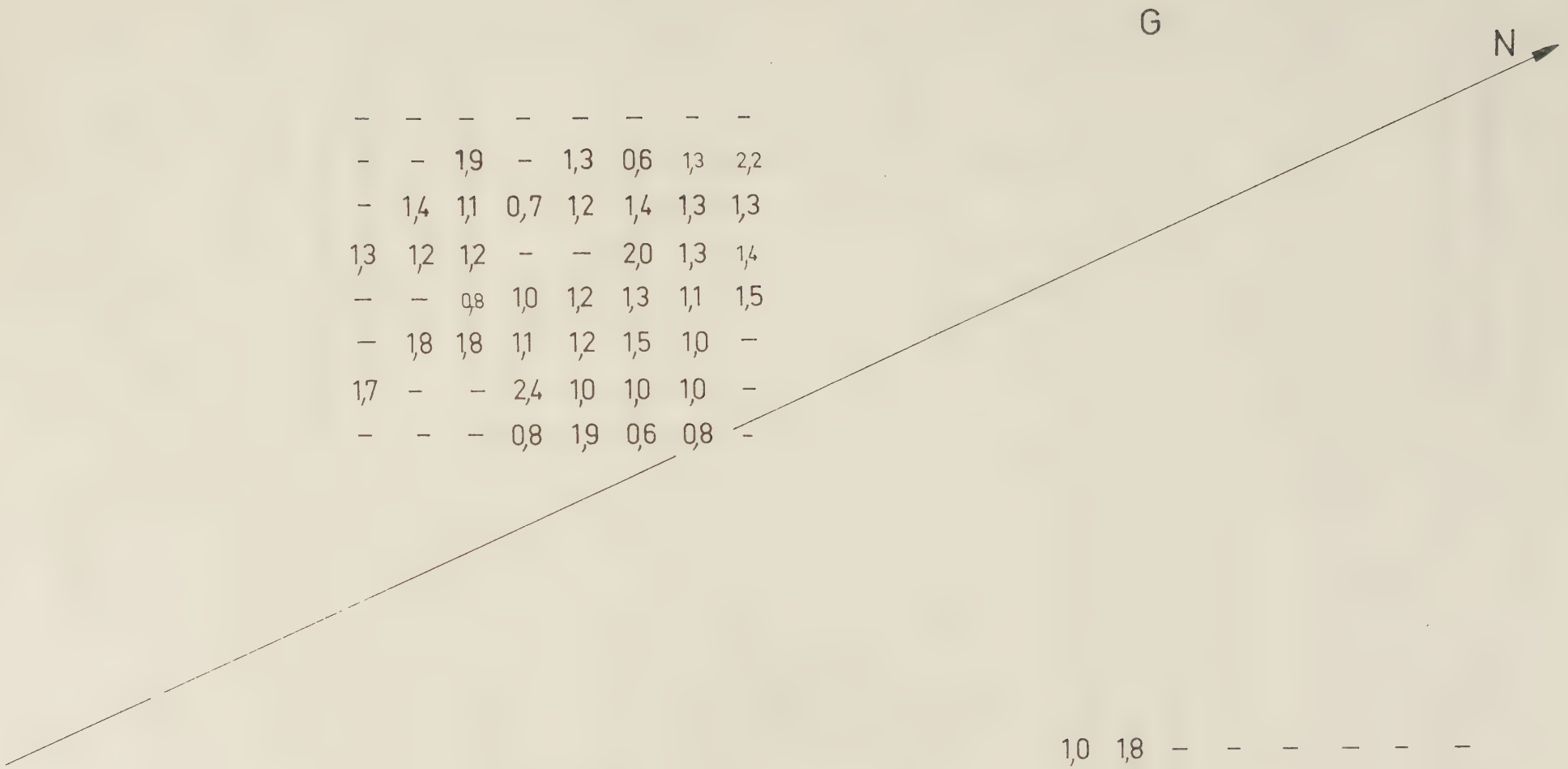
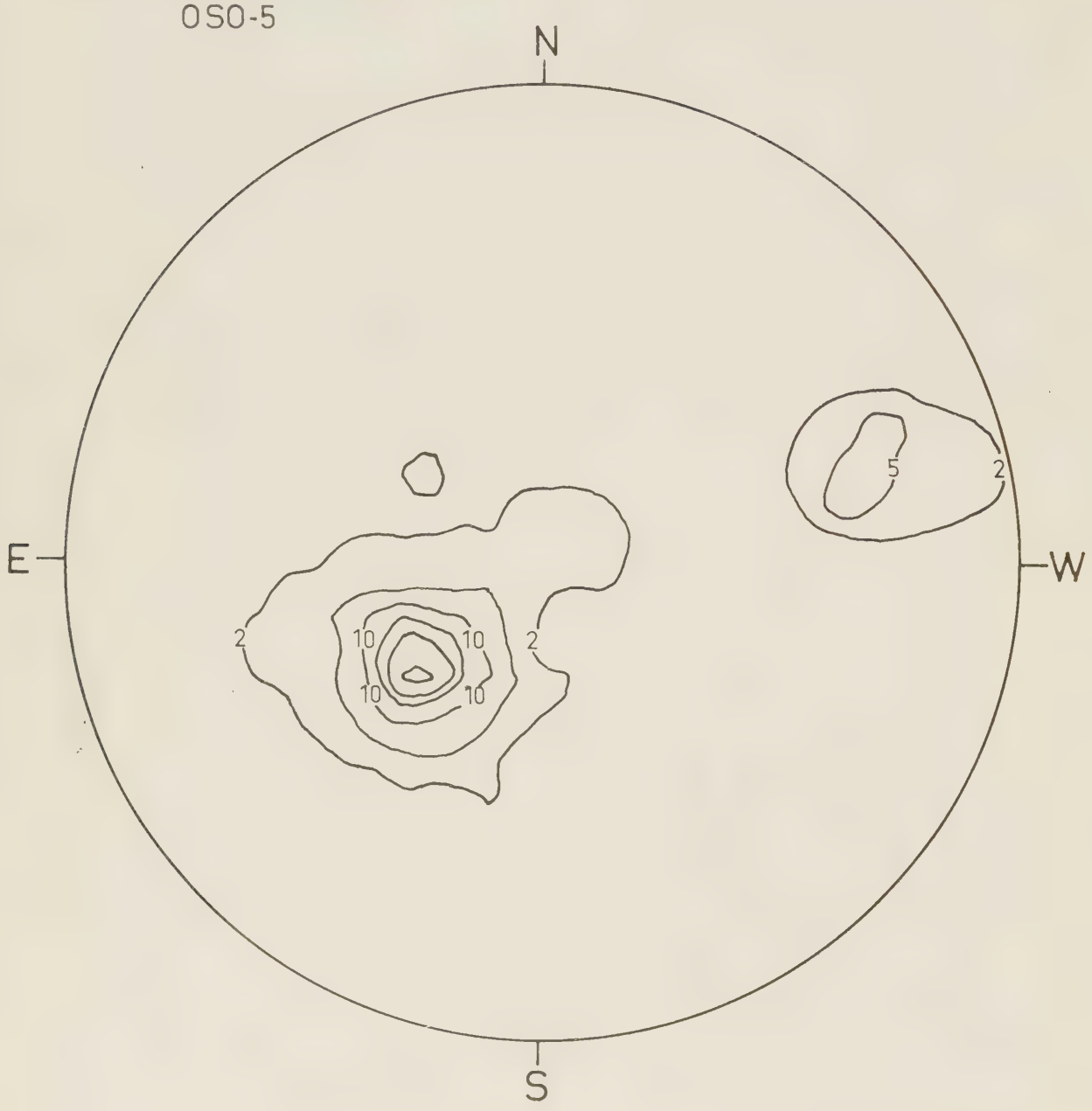

G
N
– – – – – – – –
– – 1,9 – 1,3 0,6 1,3 2,2
– 1,4 1,1 0,7 1,2 1,4 1,3 1,3
1,3 1,2 1,2 – – 2,0 1,3 1,4
– – 0,8 1,0 1,2 1,3 1,1 1,5
– 1,8 1,8 1,1 1,2 1,5 1,0 –
1,7 – – 2,4 1,0 1,0 1,0 –
– – – 0,8 1,9 0,6 0,8 –
1,0 1,8 – – – – – –
– 2,0 – – – – – –
– – – – – – – –
– – – – – – – –
– 2,2 – – 1,1 – – –
– – – – 1,7 – – –
– – – – – – – –
– – – – – – – –

Fig III 16

UNIVERSITY COLLEGE LONDON
LEICESTER UNIVERSITY
OSO-5

9.6-11.1Å X RAYS



949-1045 UT

RES=2 ARC MIN
UNIT=10^{-6} ERG/CM^2/SEC

02 JUL 71

Fig III 17

D'autre part, le spectrohéliogramme en lumière Hα pris à l'Observatoire de Paris à Meudon ce même jour fait également ressortir deux plages d'activité positionnées de la même manière.

Le spectre reconstitué à " φ constant" présenté figure III $_7$ peut être comparé aux différents résultats obtenus par l'équipe de chercheurs de Leicester.

Sur leur premier spectre[32], obtenu en 1967 à l'aide d'un spectrographe à cristal plan muni d'une fente, chacune de trois raies spectrales observées pour l'ion Mg XI est en fait constituée de trois composantes provenant chacune d'un centre actif solaire différent. Les valeurs des supports R et G attribués à chaque centre sont :

Centre	R	G
I	1,53	0,93
II	1,25	1,00
III	0,68	1,19

Depuis cette date, utilisant des collimateurs bidirectionnels d'une divergence de 4', cette équipe a obtenu en Décembre 1970[33], le spectre de Ne IX et Mg XI émis par une région active. Nous avons évalué, d'après leur publication, les rapports R et G. Pour Mg XI nous obtenons :

$$R = 1,7 \qquad G = 1,2$$

Ce spectre fait, de plus, apparaître au pied de la raie de résonance et entre la raie d'intercombinaison et la raie interdite deux satellites attribuables à des transitions dans l'ion Mg X dont l'intensité reste faible par rapport à celle de la raie de résonance de l'ion Mg XI.

Enfin, en Novembre 1971[34] un spectre plus détaillé a mis en évidence un plus grand nombre de raies satellites ; celles-ci, au nombre de six, sont toutes attribuables à des transitions dans l'ion Mg X.

Les rapports R et G que nous estimons d'après leurs courbes sont respectivement de 3 et 0,96.

La présence de raies satellites avait déjà été signalée par W.M.NEUPERT [35]. Il a pu analyser, entre autres, au cours d'une expérience à bord d'OSO 5, les spectres des ions du type He émis au cours d'un flare et obtient dans ce cas pour Mg XI les valeurs :

$$R = 1,185 \quad \text{et} \quad G = 1,07$$

CHAPITRE IV

DETERMINATION DE LA TEMPERATURE ET DE LA DENSITE ELECTRONIQUES DES CONDENSATIONS CORONALES

Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord les différentes expressions théoriques qui permettent de calculer l'équilibre d'ionisation du plasma coronal en fonction de sa température. Nous discuterons ensuite l'interprétation qui a été suggérée pour les émissions K des ions du type hélium. Puis nous déduirons de nos propres observations spectrales la température et la densité électroniques moyennes des condensations présentes sur le soleil au moment de l'expérience.

I - EQUILIBRE D'IONISATION DU PLASMA CORONAL

Grâce à l'analyse de son spectre visible, on sait que la couronne solaire est un plasma à très haute température ($T \geqslant 10^{6}{}^{o}C$), peu dense ($N_e \leqslant 10^{9} cm^{-3}$), qui se trouve hors équilibre thermodynamique.

Pour pouvoir interpréter le spectre X émis par les condensations coronales, il est nécessaire de connaître l'équilibre d'ionisation pour les différents éléments présents. Inversement, si l'on dispose de données théoriques permettant de déterminer l'équilibre d'ionisation dans un large domaine de température, il est possible, à partir de l'intensité des transitions X caractéristiques émises par un même élément dans deux états d'ionisation différents, de calculer la température associée au point émissif. Ceci suppose évidemment connus les différents processus d'interaction qui peuvent conduire à une ionisation ou à une recombinaison.

On a pu montrer que, dans le cas du plasma coronal, la photoionisation et la recombinaison collisionnelle restaient négligeables par rapport aux autres processus d'interaction. Les premiers calculs ont été effectués en tenant compte uniquement de l'ionisation collisionnelle

$$\textcircled{1} \qquad X^{m} + e \xrightarrow{k_i} X^{m+1} + e + e$$

et de la recombinaison radiative

$$\textcircled{2} \qquad X^{m+1} + e \xrightarrow{\alpha} X^{m} + h\nu$$

Les vitesses des processus ① et ② sont respectivement :

$$v_1 = k_i \; N(X_m) \; N_e$$

$$v_2 = \alpha \; N(X_{m+1}) \; N_e$$

A l'état stationnaire, les vitesses v_1 et v_2 sont égales et l'on a :

$$\frac{N(X_{m+1})}{N(X_m)} = \frac{k_i}{\alpha}$$

Dans cette approximation, l'équilibre d'ionisation est régi uniquement par les constantes de vitesse k_i et α qui, comme nous le verrons ultérieusement, sont fonction de la température électronique T_e . Par contre, il est indépendant de la densité électronique N_e.

Il est nécessaire en fait, de tenir compte de deux autres processus, inverses l'un de l'autre, l'autoionisation qui correspond à une excitation collisionnelle suivie d'un processus autoionisant :

$$\textcircled{3} \qquad X_0^m + e \longrightarrow X_e^m + e \longrightarrow X_{e'}^m + e + e$$

et la recombinaison diélectronique :

$$\textcircled{4} \qquad X_0^{m+1} + e \longrightarrow X_e^m \longrightarrow X_{e'}^m + h\nu$$

Des calculs de l'équilibre d'ionisation ont été effectués par C. JORDAN [36] pour les éléments du carbone au nickel en tenant compte des quatre processus que nous venons de citer. La densité d'un élément dans deux états d'ionisation successifs est alors :

$$(IV - 1) \qquad \frac{N(X^{m+1})}{N(X^m)} = \frac{\sum k_i}{\sum \alpha}$$

où $\sum k_i$ est la somme des constantes de vitesse associées aux différents processus d'ionisation de X^m vers X^{m+1} et $\sum \alpha$ est la somme des constantes de vitesse de recombinaison à partir de X^{m+1} vers X^m.

Nous allons indiquer successivement les différentes expressions théoriques qui ont été utilisées pour calculer les constantes de

vitesse, ainsi que les approximations qu'elles impliquent.

A) Ionisation collisionnelle.

L'ionisation a lieu au cours d'un choc entre un électron libre d'énergie E et un ion, que nous supposerons à l'état fondamental. La constante de vitesse k_i de ce processus est égale à la probabilité d'ionisation par unité de temps ; elle est donc égale au produit de la vitesse de l'électron par sa section efficace d'ionisation σ_i , rapportée à l'unité de parcours ; ce produit est moyenné sur toutes les vitesses possibles pour les électrons, depuis l'énergie d'ionisation E_n jusqu'à l'infini. On a donc :

$$k_i = \langle \sigma_i . v \rangle = \int_{V_n}^{\infty} \sigma_i \, v \, f(v) \, dv = \int_{E_n}^{\infty} \sigma_i \sqrt{\frac{2E}{m}} \, f(E) \, dE$$

$$V_n = \sqrt{\frac{2 E_n}{m}}$$

G.W.ELWERT [37] a utilisé pour la section efficace l'expression classique de Rosseland σ_c, calculée pour l'atome neutre ; elle suppose l'électron atomique au repos

$$\sigma_c = Z_n \frac{\pi e^4}{E} \left[\frac{1}{E_n} - \frac{1}{E} \right]$$

$$= Z_n \, 4 \pi a_0^2 \left(\frac{E_H}{E_n} \right)^2 \left[\frac{E_n}{E} - \frac{E_n^2}{E^2} \right]$$

où Z_n = nombre d'électrons sur la couche n d'énergie d'ionisation E_n

a_0 = rayon de la première orbite de Bohr de l'hydrogène.

E_H = énergie d'ionisation de l'hydrogène

Si l'on admet pour les électrons libres une distribution maxwellienne de vitesses, on obtient (cf Annexe III) :

(V - 2) $$k_i = 4.10^{-8} Z_n \frac{T^{1/2}}{E^2} e^{-\frac{E_n}{kT}} \left[\frac{E_n}{kT} - \left(\frac{E_n}{kT} \right)^2 e^{-\frac{E}{kT}} \, Ei \left(\frac{E_n}{kT} \right) \right]$$

où E_n est en électron - volts.

On a montré expérimentalement que la variation avec

le rapport E/E_n de la section efficace réduite

$$\sigma_r = \frac{1}{Z_n} \left(\frac{E}{E_H} \right)^2 \sigma_i$$

est analogue pour tous les éléments dans tous leurs états d'ionisation.

D'après M.J. SEATON [38], l'ionisation coronale fait intervenir principalement les valeurs de la section efficace au voisinage du seuil, c'est-à-dire celles qui correspondent à des valeurs de E/E_n comprises entre environ 1 et 2. Dans ce domaine, l'approximation classique est acceptable et la formule (IV - 2) peut donc être utilisée en première approximation.

Lorsque $1 < E/E_n \leqslant 2$

$$\frac{2}{3} < \frac{kT}{E_n} \lesssim \frac{4}{3}$$

$$0,50 < \frac{E_n}{kT} - \left(\frac{E_n}{kT} \right)^2 e^{\frac{E_n}{kT}} Ei \left(\frac{E_n}{kT} \right) < 0,35$$

La valeur moyenne de cette fonction est généralement prise égale à 0,5. Finalement, avec les différentes approximations indiquées, la constante de vitesse pour un ion de charge quelconque est :

$$k_i \simeq 2.10^{-8} Z_n \frac{T^{1/2}}{E_n^2} e^{-\frac{E_n}{kT}} \quad cm^3 \, sec^{-1} \qquad \text{(IV - 3)}$$

c'est la formule qui a été utilisée par C. JORDAN. Elle ne tient compte que du processus d'ionisation directe à partir de l'état fondamental. Mais l'ionisation à partir d'ions dans un état excité reste faible par rapport au processus direct et elle peut être négligée.

B) Excitation collisionnelle suivie d'autoionisation

C'est L.GOLDBERG [39] qui a montré le premier que le processus d'autoionisation d'un électron interne excité dans un état situé au-dessus du continuum ne pouvait être négligé et qu'il était même, dans certains cas,

aussi important que l'ionisation directe.

La constante de vitesse k_a de ce processus est égale à la probabilité d'excitation collisionnelle rapportée à l'unité de temps. Si σ_i^j est la section efficace d'excitation rapportée à l'unité de parcours pour un électron de l'état i vers l'état j, on a :

$$k_a = \sum_j \langle \sigma_i^j . v \rangle$$

$$= \sum_j \int_{\Delta E_{ij}}^{\infty} \sigma_i^j \, v \, f(v) \, dv = \sum_j \int_{\Delta E_{ij}}^{\infty} \sigma_i^j \sqrt{\frac{2E}{m}} \, f(E) \, dE$$

$$v_{ij} = \sqrt{\frac{2\Delta E_{ij}}{m}}$$

où $\Delta E_{ij} = E_j - E_i$

La somme est prise sur tous les états j qui se désexcitent plus rapidement par autoionisation que par décroissance radiative spontanée.

La section efficace d'excitation σ_i^j a été calculée dans l'approximation de Bethe - Born. L'expression obtenue n'est, en principe, valable que loin du seuil. Comme dans le cas de l'ionisation, ce sont les valeurs de la section efficace au voisinage du seuil qui sont prépondérantes. On néglige alors le terme "log" dans l'expression de Bethe qui s'écrit :

$$\sigma_i^j \simeq 4\pi a_o^2 \quad \frac{E_H^2}{E . \Delta E_{ij}} \quad f_{ij}$$

où f_{ij} = force d'oscillateur de la transition. L'intégrale est calculée dans l'annexe IV. Finalement

$$k_a = \sum_j C_{ij} \qquad \text{avec :}$$

$$(IV - 4) \qquad C_{ij} = 4,6.10^{-4} \cdot \frac{1}{\Delta E_{ij}\ eV} \; T^{-1/2} \; f_{ij} \; e^{-\frac{\Delta E_{ij}}{kT}}$$

H.Van REGEMORTER [40] fait intervenir dans l'expression de la section efficace d'excitation un terme égal à $\frac{2\pi}{\sqrt{3}} \bar{g}$ où $\bar{g}$ est un facteur de Gaunt effectif, égal à la probabilité relative que l'énergie de l'électron incident diminue

de E à E - ΔE_{ij}. $\bar{g}$ est une fonction lentement variable de E que l'on peut prendre constante pour $1 < \frac{E}{\Delta E_{ij}} \leqslant 2$

Utilisant pour $\bar{g}$ la valeur proposée par Van REGEMORTER, on obtient :

$$C_{ij} = 3,4.10^{-4} \cdot \frac{1}{\Delta E_{ij\ eV}} T^{-1/2} f_{ij} e^{-\frac{E_{ij}}{kT}} \ cm^3 \ sec.^{-1} \qquad (IV - 5)$$

c'est l'expression adoptée par C. JORDAN.

Remarquons que si toutes les transitions possibles à partir du niveau i ont une énergie supérieure au premier potentiel d'ionisation, l'expression ci-dessus se simplifie car on a alors :

$$\sum_j f_{ij} \simeq Z_i$$

où Z_i = nombre d'électrons sur la couche i

S'il n'en est pas ainsi, C. JORDAN utilise les valeurs suivantes :

- pour la première raie de la série : $f_{i\,1} \simeq 0,70 \ Z_i$
- pour la deuxième raie de la série : $f_{i\,2} \simeq 0,13 \ Z_i$
- pour la troisième raie de la série : $f_{i\,3} \simeq 0,049 \ Z_i$

C) Recombinaison radiative

Soit a_r^n la section efficace de recombinaison radiative pour un électron de vitesse comprise entre v et v + dv vers le niveau lié n d'un ion X^{m+1}

La recombinaison radiative est le processus inverse de la photoionisation. Dans un plasma en équilibre thermodynamique, il y a microréversibilité des processus et les vitesses des deux réactions :

$$X^{m+1} + e^- \longrightarrow X^m + h\nu$$

$$X^m + h\nu \longrightarrow X^{m+1} + e^-$$

sont égales. Ceci s'écrit

$$(IV - 6) \qquad N_{m+1}\ N_e\ a_r^n\ v\ f(v)\ dv = N_m\ \frac{4\pi I_\nu}{h\nu}\ \mu_\nu\ d\nu$$

où μ_ν = section efficace de photoionisation pour le rayonnement de fréquence ν

$4\pi I_\nu / h\nu$ = nombre de photons de fréquence ν incidents sur $1 cm^2$ par seconde.

De l'équation (IV - 6) on tire :

$$a_r^n = \mu_\nu \cdot \frac{N_m}{N_{m+1}\ N_e} \cdot \frac{4\pi I_\nu}{h\nu} \quad \frac{d\nu}{v\ f(v)\ dv}$$

Le rapport $\frac{N_{m+1}\ N_e}{N_m}$ est ici donné par la loi de Saha, I_o par la loi de Wien.

Quant à la distribution des vitesses, elle suit la loi de Maxwell .

De plus, $h\nu = E_n + \frac{1}{2} m v^2$

$$h\,d\nu = m\ v\ dv$$

$$\frac{d\nu}{dv} = \frac{mv}{h}$$

En explicitant les différents termes, on obtient :

$$a_r^n = \mu_\nu \cdot \frac{g_n}{g_{n+1}} \cdot \frac{h^2 \nu^2}{m^2 v^2 c^2}$$

$$\simeq \mu_\nu \cdot 2\,n^2 \cdot \frac{h^2 \nu^2}{m^2 v^2 c^2}$$

La constante de vitesse de la réaction de recombinaison est alors

$$\alpha_r^n = \int_{v_n = \sqrt{\frac{2E_n}{m}}}^{\infty} a_r^n\ v\ f(v)\ dv = \int_{E_n}^{\infty} a_r^n \sqrt{\frac{2E}{m}}\ f(E)\ d\,E$$

en utilisant la relation $E = h\nu - E_n$, on obtient :

$$\alpha_r^n = \frac{2n^2}{c^2}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\ \frac{1}{(mkT)^{3/2}}\ e^{\frac{E_n}{kT}} \int_{E_n}^{\infty} \mu_\nu\ (h\nu)^2\ e^{-\frac{h\nu}{kT}}\ d(h\nu)$$

La section efficace de photoionisation à partir d'un niveau n est, pour un ion hydrogénoïde[41] :

$$\mu_\nu = \frac{2^6 \alpha\, n a_0^2}{3^{3/2}} \left(\frac{E_H}{h\nu}\right)^3 \frac{Z^4}{n^5}\ g_n(\nu)$$

où $Z = m+1$, α est la constante de structure fine et $g_n(\nu)$ le facteur de Gaunt. Ce dernier étant fonction de ν intervient dans l'intégrale. M.J.SEATON[42] a calculé son développement asymptotique ainsi que le coefficient de recombinaison totale

$$\alpha_r = \sum_n \alpha_r^n$$

Il obtient :

$$\alpha_r = 1,2.10^{-11}\ \frac{(m+1)^2}{T^{1/2}}\ F\left(\frac{E_n}{kT}\right) \qquad \text{(IV-7)}$$

où $F\left(\frac{E_n}{kT}\right)$ est une fonction voisine de 1 lorsque $\frac{E_n}{kT} = 1$

Si l'on admet que $\frac{E_n}{kT}$ est de l'ordre de l'unité, cette expression peut donc s'écrire :

$$\alpha_r \simeq 1,2.10^{-11}\ (m+1)^2\ \frac{E_n^{1/2}}{k^{1/2}T}$$

$$\alpha_r \simeq 1,3.10^{-9}\ (m+1)^2\ \frac{E_n^{1/2}}{T}\ cm^3\ sec.^{-1} \qquad \text{(IV-8)}$$

où E_n est exprimée en eV.

C'est la formule (IV-8)qui a finalement été proposée par M.J.SEATON dans le cas de l'équilibre coronal ; c'est elle qui est utilisée par C.JORDAN.

D) Recombinaison diélectronique

L'importance de la recombinaison diélectronique dans le cas de plasmas à très haute température a été mise en évidence par H.MASSEY et D.R.BATES[43]

puis D.R.BATES et A.DALGARNO[44].

Considérons un ion de charge m+1 ayant un seul électron dans l'état fondamental n ℓ. Le processus s'écrit :

$$X^{m+1}(n\ell) + e^-(E) \xrightarrow{\alpha} X^m(n'\ell'; n''\ell'') \xrightarrow{A} X^m(n'''l''' ; n''1'') + h\nu$$

où α et A sont respectivement les constantes de vitesse de chaque transition. A est le produit par 4π de la probabilité de transition radiative. Quant à α, elle dépend de la distribution des vitesses de l'électron libre.

$$\alpha = Q\, v\, f(v)\, dv = Q \sqrt{\frac{2E}{m}}\, f(E)\, dE \qquad \text{(IV - 9)}$$

où Q est la section efficace de la transition.

E est l'énergie cinétique de l'électron libre ; elle est égale à la différence entre les énergies des états $X^{m+1}(n\ell)$ et $X^m(n'\ell' ; n''\ell'')$.

Afin que la recombinaison soit effective, il faut que l'état $X^m(n''' \ell''' ; n'' \ell'')$ ait une énergie suffisamment basse pour ne pas pouvoir s'autoioniser. Ce sera le cas si $n''' \ell''' = n\ell$. Finalement, nous écrirons pour simplifier :

$$X^{m+1}(n\ell) + e^-(E) \underset{a}{\overset{\alpha}{\rightleftharpoons}} X^m(n'\ell+1 ; n''\ell'') \xrightarrow{A} X^m(n\ell ; n''\ell'') + h\nu \qquad \text{(IV - 10)}$$

a est la constante de vitesse associée à la réaction inverse de la réaction de recombinaison. A l'équilibre thermodynamique, α et a sont liés par la relation :

$$\frac{a}{\alpha} = \frac{N(X^{m+1}n\ell)\, Ne}{N(X^m n'\ell'+1 ; n''\ell'')} \qquad \text{(IV - 11)}$$

Ce rapport est donné par la loi de Saha.

La constante de vitesse α_d de la recombinaison diélectronique déduite par (IV - 9) est :

$$\alpha_d = \alpha \frac{A}{A+a} = \frac{A}{A+a} Q \sqrt{\frac{2E}{m}}\, f(E)\, dE \qquad \text{(IV - 12)}$$

où $\frac{A}{A+a}$ représente la probabilité que l'ion $X^m(n'\ell+1 ; n''\ell'')$ se désexcite

en donnant lieu à la transition radiative, relativement à sa probabilité de transformation totale, par autoionisation et par transition radiative.

Utilisant les relations (IV - 9) et (IV - 11), on obtient :

$$a = Q \cdot \frac{16\pi m}{h^3} \quad \frac{g_{m+1}(n\ell)}{g_m(n'\ell+1 \; ; \; n''\ell'')} \quad E \, dE$$

où g (i) est le poids statistique de l'état i.

Finalement

$$\alpha_d = \frac{A \, Q \sqrt{\frac{8}{\pi m}} (kT)^{-3/2} \quad E \quad e^{-E/kT} \quad dE}{A + Q \cdot 16 \pi m h^{-3} \quad \frac{g_{m+1}(n\ell)}{g_m(n'\ell+1 \; ; \; n''\ell'')} \quad E \, dE} \qquad \text{(IV - 13)}$$

La constante de vitesse totale est :

$$\sigma_{\text{d totale}} = \sum_{n'n''\ell''} \alpha_d(n'\ell+1 \; ; \; n''\ell'')$$

Les calculs ont généralement été effectués en supposant que le premier terme du dénominateur peut être négligé devant le second. En fait, il n'en est pas ainsi pour les grandes valeurs de n'' par suite de la présence du poids statistique qui rend alors le deuxième terme petit devant A. Or ce sont les états caractérisés par de grandes valeurs de n'' et ℓ'' qui sont prépondérants dans le processus de recombinaison diélectronique.

Pour ceux-ci, le facteur $e^{-E/kT}$ varie suffisamment lentement pour qu'il soit possible de le remplacer par une valeur moyenne $e^{-\bar{E}/kT}$, et donc le sortir de la sommation. On peut alors utiliser une formule générale pour estimer $\alpha_{d\,\text{totale}}$ dans le cas de plasmas peu denses. A. BURGESS[45] a établi une telle expression. Il détermine la section efficace Q en extrapolant vers les valeurs négatives de E'' ($E'' = \frac{-Z^2}{n''^2}$) la section efficace d'excitation correspondant au processus :

$$X^{m+1}(n\ell) + e(E, \ell''+1) \longrightarrow X^{m+1}(n'\ell+1) + e(E'' \, \ell'')$$

L'extrapolation est faite analytiquement grâce à un programme sur machine. L'approximation est d'autant meilleure que n'' et ℓ'' sont plus grands.

Finalement, A.BURGESS propose l'expression suivante :

$$(IV\text{-}14)\quad \alpha_{d\ totale} = 3,0.10^{-3}\, T^{-3/2}\, B(m+1) \sum_{n'} f_{n'n}\, A(\lambda)\, e^{-\frac{\overline{E}}{kT}} \quad cm^3 sec^{-1}$$

où $f_{n'n}$ = force d'oscillateur correspondant à la transition radiative de l'état $X^m(n'\ell+1\ ;\ n''\ell'')$ vers l'état $X^m(n\ell\ ;\ n''\ell'')$

$$x = (m+2)\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2}\right)$$

$$A(x) = x^{1/2}\,(1 + 0,105\,x + 0,015\,x^2) \qquad \text{avec } x > 0,05$$

$$B(y) = y^{1/2}\,(y+1)^{5/2}\,(y^2 + 13,4)^{-1/2} \qquad \text{avec } y \leq 20$$

$$\frac{\overline{E}}{kT} = 0,158.10^6 . T^{-1}\, \frac{(m+2)^4}{(m+2)^2 + 0,015\,(m+1)^3}\, \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2}\right)$$

$$\lesssim 50$$

La sommation est prise sur tous les états n' tels que x soit > 0.

Cette expression n'est utilisable que si la densité électronique N_e reste faible, c'est-à-dire inférieure ou égale à $10^9 cm^{-3}$. Lorsque N_e augmente, les états de nombre quantique n' élevé ($n' > n_t$) se comportent pratiquement comme des états du continuum ; ils ont une très forte probabilité de subir des transitions collisionnelles autoionisantes et ne doivent pas être pris en compte dans la sommation. A. BURGESS[46] a fait un calcul de ce type pour Ca II. Ce calcul revient à introduire un facteur de réduction de la forme

$$D = \frac{\sum_{n'}^{n_t} \alpha_d(n')}{\sum_{n'}^{\infty} \alpha_d(n')}$$

L'expression de n_t a été déterminée par H.R. GRIEM[41]. Elle est inversement proportionnelle à N_e.

C. JORDAN utilise, pour tous les ions, le facteur de réduction calculé par A.BURGESS pour Ca II et obtient ainsi une constante de vitesse effective, α_d(effective). Quant à la décroissance radiative à

partir des niveaux liés de nombre quantique $n' > n_t$, elle en tient compte à l'aide d'une expression due à R. WILSON[47] de la forme :

$$(IV - 15) \qquad \alpha_b \simeq 1,2.10^{-6} (m+1)^4 \; T^{-3/2} \; n_t^{-1} \; e^{E_t/kT} \; cm^3 \; sec.^{-1}$$

valable pour des ions hydrogénoïdes.

E) Equilibre d'ionisation des ions Mg de la couronne solaire

L'abondance des différents ions du magnésium a été calculée par C. JORDAN en utilisant pour la constante de vitesse d'ionisation:

$$\Sigma k = k_i + k_a \qquad \text{(cf. IV - 3 et IV - 5)}$$

et pour la constante de vitesse de recombinaison

soit (IV -16) $\quad \alpha = \alpha_r + \alpha_d(\text{effective}) + \alpha_b$

soit (IV -17) $\quad \alpha = \alpha_r + \alpha_{d\ \text{totale}}$

Nous avons tracé, à partir des résultats publiés, les courbes donnant $\log_{10} \frac{N(X^m)}{N(X)}$ en fonction de $\log_{10} T$. Deux séries de courbes sont obtenues : les premières, obtenues à l'aide de (IV - 16) (cf. figure IV $_1$) sont applicables à la couronne solaire, les secondes (IV - 17) (cf. figure IV $_2$) à un plasma de faible densité. Remarquons qu'en fait les deux types de calculs conduisent pratiquement aux mêmes valeurs dans le domaine de température qui correspond aux émissions étudiées ici.

II - EMISSIONS K DES IONS Mg XII et Mg XI

A) Raies de résonance

La transition de résonance $1s2p\ ^1P_1 \longrightarrow 1s^2\ ^1S_o$ de l'ion Mg XI, située à la longueur d'onde $\lambda_R = 9,17$ Å est la raie la plus intense du spectre Kα de cet ion. Quant au spectre Kα de l'ion Mg XII, il ne présente qu'une seule raie, la raie de Lyman α, de longueur d'onde $\lambda_R = 8,42$ Å. Ces longueurs d'onde ont été calculées.

L'intensité de la raie Lyman α est proportionnelle

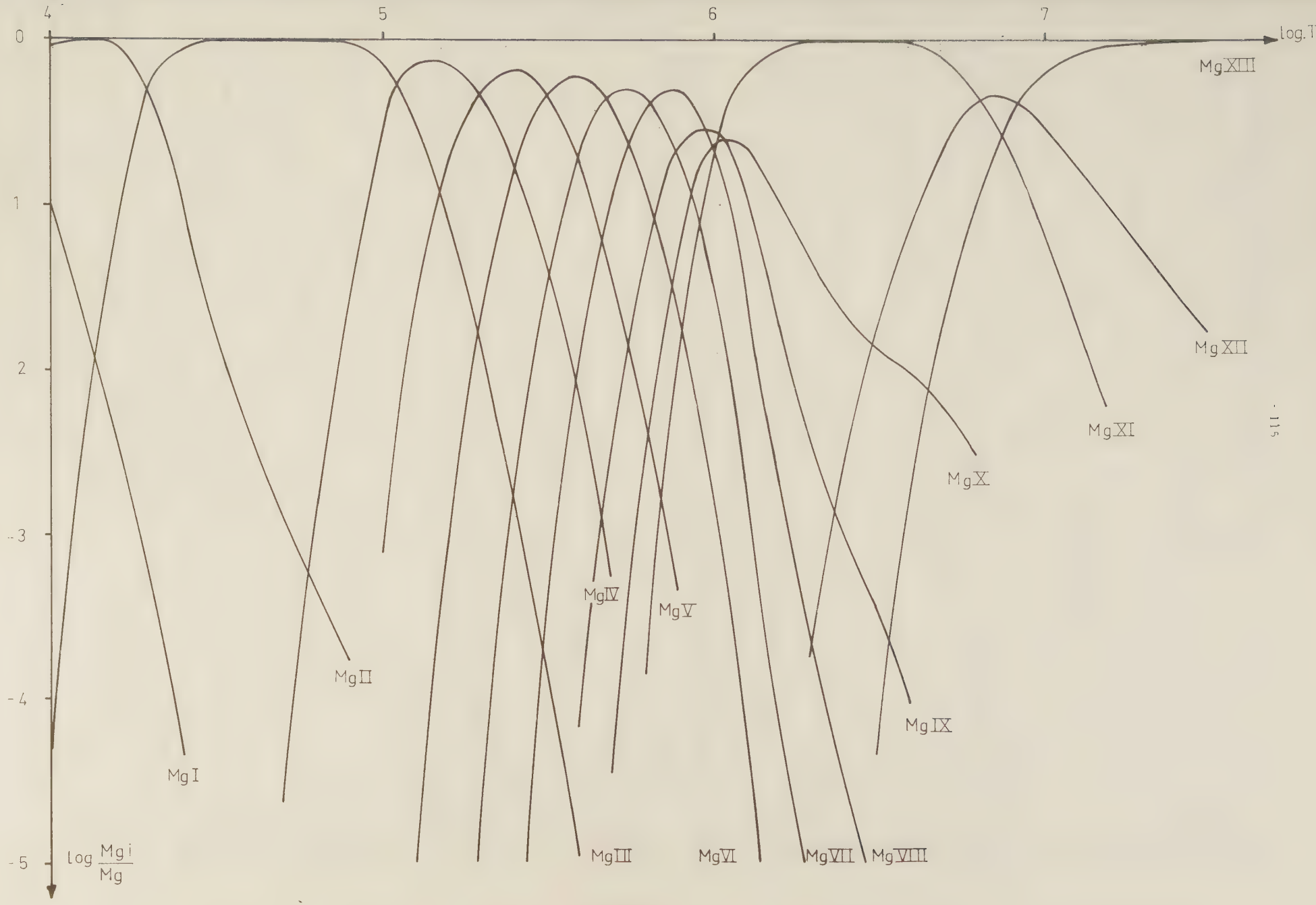
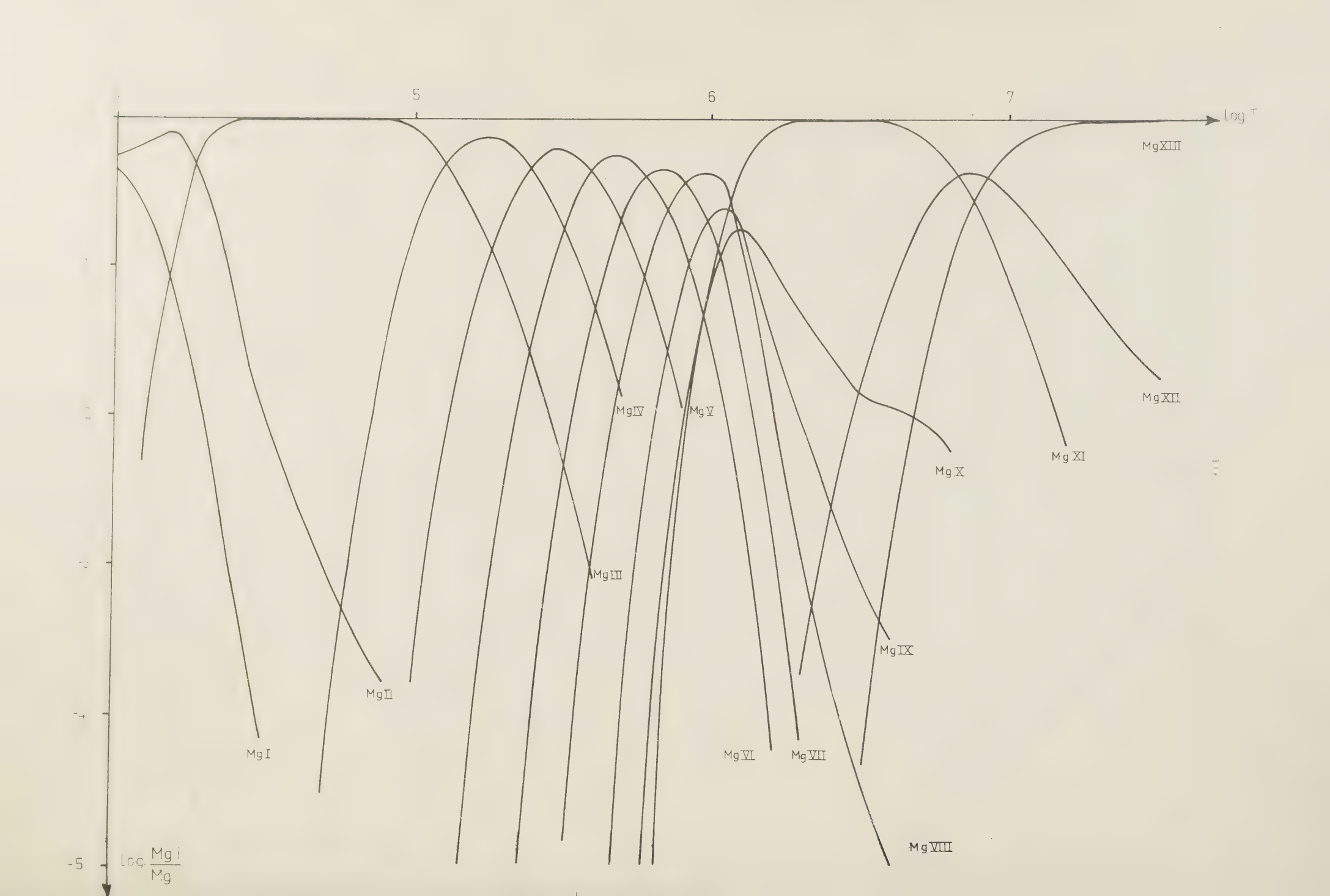

4
5
6
7
log.T
0
1
2
-3
-4
-5
log Mg i / Mg
Mg I
Mg II
Mg III
Mg IV
Mg V
Mg VI
Mg VII
Mg VIII
Mg IX
Mg X
Mg XI
Mg XII
Mg XIII

Fig. IV 1


5
6
7
log T
Mg XIII
Mg XII
Mg XI
Mg X
Mg IX
Mg VIII
Mg VII
Mg VI
Mg V
Mg IV
Mg III
Mg II
Mg I
-5
log Mg i / Mg

au nombre d'ions Mg XII dans la configuration 2p . Soit N_{2p} (Mg XII) la densité de ces ions.

Le nombre de photons N_{λ_R} émis dans tout l'espace par unité de volume est :

$$N_{\lambda_R} = A_{2p \rightarrow 1s} \quad N_{2p} \text{ (Mg XII)}$$

Si l'on suppose que l'excitation vers 2p a lieu uniquement par collision électronique directe à partir de l'état fondamental et la désexcitation par transition radiative, on obtient, en écrivant que les vitesses d'excitation et de désexcitation sont égales :

$$N_e \, N_o \text{ (Mg XII)} \; C_{1s \rightarrow 2p} = N_{2p} \text{ (Mg XII)} \sum_i A_{2p \rightarrow i}$$

où N_o (Mg XII) = densité des ions Mg XII dans l'état fondamental

$\simeq$ N (Mg XII) = densité totale des ions Mg XII

$C_{1s \rightarrow 2p}$ est la probabilité d'excitation collisionnelle ; suivant l'approximation utilisée, elle est donnée par (IV - 4) ou (IV - 5).

Finalement :

$$N_{\lambda_R} \simeq N_e \; N \text{ (Mg XII)} \; C_{1s \rightarrow 2p} \cdot \frac{A_{2p \rightarrow 1s}}{\sum_i A_{2p \rightarrow i}} \qquad \text{(IV - 18)}$$

On peut admettre que $\sum_i A_{2p \rightarrow i} \simeq A_{2p \rightarrow 1s}$. De manière générale, pour les raies de résonance , le rapport $\frac{A_R}{\Sigma A}$ est très voisin de 1 et l'on obtient ici :

$$N_{\lambda_R} \simeq N_e \; N \text{ (Mg XII)} \quad C_{1s \rightarrow 2p} \qquad \text{(IV - 19)}$$

Cette formule met en évidence la proportionnalité du nombre de photons N_{λ_R} à la densité de l'ion Mg XII. Elle s'applique évidemment aux autres raies de résonance 2p→1s. Il est donc possible, à partir de la mesure de l'intensité relative des raies de résonance émises par deux ions de charge différente, de déterminer le rapport de leur abondance, par exemple ici le rapport $R_R = \frac{N \text{ (Mg XII)}}{N \text{ (Mg XI)}}$.

Or nous avons vu, dans le paragraphe I, que le

rapport $\frac{N(X^{m+1})}{N(X^m)}$ dépend de la température. Sa variation en fonction de T peut facilement s'obtenir à partir des courbes de la figure IV_2 par exemple. Il est donc possible de déterminer T si l'on connaît $\frac{N(X^{m+1})}{N(X^m)}$.

Mais les facteurs $C_{1s\rightarrow 2p}$, qui interviennent dans l'expression de R_R, dépendent à la fois de certaines caractéristiques de la transition, énergie, force d'oscillateur, et de la température. Cette dernière dépendance restant faible, on peut toutefois la négliger, en première approximation, et donc déterminer, à partir du rapport d'intensité des raies de résonance émises par des ions de charge différente, la température des zones émissives sur le soleil.

Nous indiquerons, dans le prochain paragraphe, comment nous avons procédé en pratique pour effectuer cette détermination.

Nous venons de voir que l'énergie émise dans la raie Mg Lyman α par unité de volume du soleil est, si l'on suppose l'atmosphère solaire optiquement mince et si l'on néglige les recombinaisons et les cascades à partir des niveaux excités supérieurs à 2p :

$$E_{\lambda_R} \simeq \frac{hc}{\lambda_R} N_e \; N(\text{Mg XII}) \; C_{1s\rightarrow 2p}$$

L'intensité absolue émise par un volume V du soleil est donc au niveau de l'orbite terrestre :

$$I_{\lambda_R} \simeq \frac{1}{4\pi L^2} \int E_{\lambda_R} \, dV \; . \qquad \text{(IV - 20)}$$

où L = distance du soleil à la terre.

La densité de l'ion Mg XII peut s'exprimer en fonction de l'abondance de l'ion relativement à l'élément et l'abondance de l'élément relativement à l'hydrogène. Comme $N_H = 0,8\, N_e$, il vient

$$N(\text{Mg XII}) = \frac{N(\text{Mg XII})}{N(\text{Mg})} \cdot \frac{N(\text{Mg})}{N_H} \cdot 0,8\, N_e$$

Finalement :

$$(IV\text{-}21)\quad I_{\lambda_R} = \frac{1}{4\pi L^2}\ 0,8\ \frac{N(Mg)}{N_H}\cdot\frac{hc}{\lambda_R}\int \frac{N(Mg\ XII)}{N(Mg)}\ C_{1s\rightarrow 2p}\ N_e^2\ dV$$

si l'on suppose l'abondance de l'élément par rapport à l'hydrogène, constante dans la couronne.

Prenons pour $C_{1s\rightarrow 2p}$ l'expression (IV - 5) dans laquelle le facteur de Gaunt effectif g est supposé constant et l'énergie est exprimée en eV. Pour la raie de résonance $\frac{hc}{\lambda_R} = \Delta E_{1s-2p}$; on obtient :

$$I_{\lambda_R} = \frac{4,35.10^{-16}}{4\pi L^2}\ \frac{N(Mg)}{N_H}\ f_{1s-2p}\int \frac{N(MgXII)}{N(Mg)}\ \frac{1}{T^{1/2}}\ e^{-\Delta E/kT}\ N_e^2\ dV \ \text{erg cm}^{-2}\text{sec.}^{-1}$$

Avec $L = 149.10^{11}$ cm

$$\frac{N(Mg)}{N_H} = 4.10^{-5}\ (48)$$

$$(IV\text{-}22)\quad I_{\lambda_R} = 6,2.10^{-48}\ f_{1s\rightarrow 2p}\int G(T)\ N_e^2\ dV \ \text{erg cm}^{-2}\ \text{sec}^{-1}$$

où $\quad G(T) = \frac{N(Mg\ XII)}{N(Mg)}\ \frac{1}{T^{1/2}}\ e^{-\Delta E/kT}$

On calcule généralement $\langle G(T)\rangle$ en prenant pour température celle qui correspond au maximum de la fonction, c'est-à-dire celle pour laquelle l'intensité de la raie λ_R doit être maximale. Soit $G(T_M)$ cette valeur. L'intensité s'écrit alors :

$$(IV\text{-}23)\quad I_{\lambda_R} = 6,2.10^{-48}\ f_{1s\rightarrow 2p}\ 0,7\ G(T_M)\int N_e^2\ dV$$

Si l'on peut mesurer l'intensité absolue de la raie de résonance émise par une zone de surface S bien délimitée sur le soleil et si la température moyenne T_m de cette zone a été déterminée indépendamment, la relation précédente s'écrit :

$$(IV\text{-}24)\quad I_{\lambda_R} = \frac{6,2.10^{-48}}{S}\ f_{1s\rightarrow 2p}\ G(T_m)\int N_e^2\ dh$$

où h est la hauteur de la zone émissive.

Comme précédemment, cette formule se généralise aux raies de résonance des ions Mg XI à Mg IV. Elle permet de déterminer N_e si l'on connaît h et inversement.

B) Raie de recombinaison et raie interdite de l'ion Mg XI

La raie d'inter-combinaison $1s\,2p\,^3P_1 \longrightarrow 1s^2\,^1S_0$ est située à $\lambda_I = 9,23$ Å, soit à + 0,06 Å de la raie de résonance; elle est nettement moins intense que cette dernière.

Une raie, d'intensité comparable à celle de la raie de résonance, a été mise en évidence dans les spectres solaires des ions de type He, vers les grandes longueurs d'onde des deux raies précédentes. Cette raie, que nous noterons F, est située à $\lambda_F = 9,32$ Å, donc très près de la position globale (9,29 Å) prévue pour la transition Kα de l'ion de type Li, c'est-à-dire de l'ion Mg X.

Mais l'abondance de l'ion Mg X est faible aux températures probables de la source (cf. paragraphe III-A). Il semble donc difficile d'expliquer l'intensité observée.

Par ailleurs, la raie Kα Mg X est un multiplet dont certaines composantes ont des intensités assez comparables. Or des satellites ont été observés récemment par J. H. PARKINSON [34] de part et d'autre de la raie F, mais leur intensité est faible comparativement à celle-ci ; elle est, par contre, compatible avec ce que l'on attend pour une transition dans l'ion Mg X.

Enfin, les spectres observés en laboratoire diffèrent des spectres de la couronne ; ils présentent les différentes composantes, plus ou moins bien résolues, prévues théoriquement pour la transition Kα de l'ion Mg X et non une raie intense du type de celle observée ici.

La raie F a été interprétée par A. H. GABRIEL et C. JORDAN [49] comme due à la transition $1s\,2s\,^3S_1 \longrightarrow 1s^2\,^1S_0$. Cette raie étant, en principe, interdite, différentes possibilités ont été envisagées pour l'expliquer : tout d'abord une émission à deux photons [50]. Puis la possibilité d'une transition dipolaire magnétique, favorisée par le couplage spin - orbite [49] ; en fait celui-ci reste trop faible ici pour expliquer la

présence de la transition radiative.

Des calculs de la probabilité de transition à un seul photon $2^3S_1 \longrightarrow 1^1S_o$ ont été faits récemment par H. R. GRIEM [51] pour les ions de type hélium à l'aide de la théorie de Dirac. Il obtient pour la probabilité radiative A_F une expression de la forme :

$$A_F = 3,7.10^{-6} \left(\frac{\nu}{m^2 \nu_1}\right)^3 m^7 \left(m + \frac{1}{2}\right) \qquad (IV - 25)$$

où ν_1 : fréquence de la raie Lyman α émise par l'ion hydrogénoïde de même charge m que l'ion considéré. La probabilité A_F, faible pour les premiers membres de la séquence isoélectronique, croît donc rapidement avec m.

Pour qu'on puisse expliquer la présence de la transition, il suffit que la vitesse de désexcitation radiative du niveau $2\,^3S$, $A_F N_{2s}$, soit supérieure, ou au moins égale, à la vitesse associée aux autres processus de désexcitation possibles. La désexcitation pouvant se faire essentiellement par transition collisionnelle vers le niveau 2^3P, il suffit que la condition suivante soit satisfaite :

$$A_F \geqslant N_e C_{2^3S \longrightarrow 2^3P} \qquad (IV - 26)$$

Nous avons estimé ce terme pour Mg XI en utilisant les valeurs de T_e ($\simeq 4.10^6$ °K) et N_e ($\simeq 10^9$) que nous avons obtenues expérimentalement à partir des raies de résonance de Mg XI et Mg XII (cf. paragraphes III - A. B) Nous obtenons :

$$N_e \; C_{2^3S \longrightarrow 2^3P} \simeq 10 \text{ sec}^{-1}$$

en bon accord avec les valeurs calculées par C. JORDAN et par H. R. GRIEM pour l'ion O VII. Utilisant pour A_F l'expression (IV - 25) il est facile de constater que la condition (IV - 26) est largement satisfaite pour l'ion Mg XI. Ceci explique que la raie F puisse être observée dans le spectre de la couronne solaire. Elle ne peut être observée, par contre, dans les plasmas denses de laboratoire car la vitesse de désexcitation $2\,^3S \longrightarrow 2^3P$ est alors très grande.

A. H. GABRIEL et C. JORDAN [52] ont repris le calcul de

H. R. GRIEM et proposent pour A_F l'expression :

$$A_F = \frac{8,8.10^9}{\lambda_F^5} \quad \text{sec.}^{-1} \qquad \text{(IV - 27)}$$

analogue à celle de H. R. GRIEM pour l'hélium, mais qui augmente encore plus rapidement avec m que cette dernière.

De plus, ils ont montré que, dans certains cas, il est possible de déterminer la densité électronique des régions émissives à partir du rapport d'intensité de la raie interdite et de la raie d'intercombinaison.

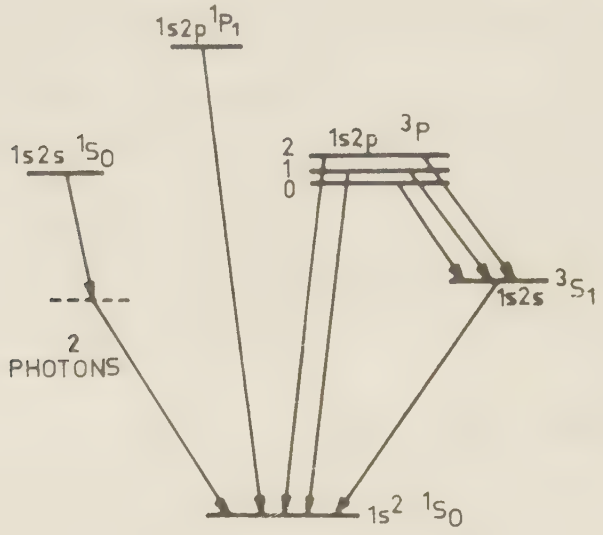


Fig. IV $_3$

La figure IV $_3$ montre les différents processus d'excitation et de désexcitation possibles pour les niveaux n = 2.

La densité des états 2^1P et 2^1S suit une loi d'équilibre de type coronal : seules interviennent les excitations collisionnelles et la décroissance radiative.

Pour les états 2^3P et 2^3S, par contre, par suite de la faible probabilité de transition radiative vers l'état fondamental, des processus supplémentaires doivent être pris en compte : l'excitation collisionnelle $2^3S \longrightarrow 2^3P$ (de constante de vitesse C_{SP}), la photoexcitation $2^3S \longrightarrow 2^3P$ (Φ), la décroissance radiative $2^3P \longrightarrow 2^3S$ (A_{PS}). Les concentrations des

états 2^3P (N_p) et 2^3S (N_s) sont alors données respectivement par les expressions :

(IV - 28) $$N_o N_e C_I + N_S N_e C_{SP} + N_S \phi = N_P A_I + N_P A_{PS}$$

(IV - 29) $$N_o N_e C_F + N_P A_{PS} = N_S A_F + N_S N_e C_{SP} + N_S \phi$$

où $C_I = C_{1S \rightarrow 2^3P}$

$C_F = C_{1S \rightarrow 2^3S}$

N_0 = densité des ions dans l'état fondamental.

Le calcul du rapport d'intensité R de la raie interdite à la raie d'intercombinaison est donné dans l'annexe V en négligeant la démultiplication du niveau 2^3P due au spin. Il est en fait possible de négliger ϕ pour les éléments de numéro atomique supérieur à 10. On obtient donc :

(IV - 30) $$R = \frac{A_F}{N_e C_{SP} \left(1 + \frac{C_F}{C_I}\right) + A_F} \cdot \left[\left(1 + \frac{A_{PS}}{A_I} \right) \left(1 + \frac{C_F}{C_I} \right) - 1 \right]$$

Posons $\frac{C_F}{C_I} = F$

$$\left(1 + \frac{A_{PS}}{A_I} \right) \left(1 + \frac{C_F}{C_I} \right) - 1 = B$$

Il vient :

(IV - 31) $$N_e = \frac{A_F (B - R)}{R \, C_{SP} (1 + F)}$$

Cette relation ne permet de déterminer N_e que si $B > R$. Or F donc aussi B, dépendent de la température.

A. H. GABRIEL et C. JORDAN [53] procèdent de la manière suivante : ils déterminent la valeur de R correspondant à B = R. Comme $1 + \frac{A_{PS}}{A_I} \simeq 2,6$ pour Mg XI (d'après [53] en tenant compte de [54] et [55]) :

$$2,6 (1 + F) - 1 = R$$

32) ou encore $$F = \frac{R - 1,6}{2,6}$$

La valeur de R qui intervient dans l'expression (IV - 32) est la valeur maximale R_M observable pour ce rapport. Si le rapport expérimental est inférieur à R_M, il est possible de déterminer N_e à partir de IV - 31.

Le rapport F des probabilités d'excitation n'est pas connu avec une grande précision; de plus, nous avons vu qu'il dépend de la la température. Or ce sont les valeurs de F et de A_F qui déterminent de manière prépondérante la valeur calculée pour N_e. Cette méthode semble donc d'un emploi délicat et, bien qu'elle utilise des valeurs relatives des intensités expérimentales, elle ne permet pas une détermination précise de N_e mais seulement l'étude de sa variation éventuelle à la surface du soleil.

Enfin, il est intéressant de déterminer le rapport d'intensité :

$$G = \frac{I_{\text{raie interdite}} + I_{\text{raie intercombinaison}}}{I_{\text{raie de résonance}}}$$

Ce rapport est, en effet, indépendant de N_e. Sa mesure, comparativement à celle de R, pour différents points émissifs sur le soleil, met donc en évidence les variations de N_e.

III - DETERMINATIONS EXPERIMENTALES DE LA TEMPERATURE ET DE LA DENSITE ELECTRONIQUES

A) Détermination de la température d'une condensation coronale

Les courbes des figures IV - 1 et IV - 2 permettent de déterminer $\log \frac{N(Mg\ XII)}{N(Mg)}$ en fonction de log T. Utilisant la relation :

$$\log R_R = \log \frac{N(Mg\ XII)}{N(Mg)} = -\log \frac{N(Mg\ XI)}{N(Mg)} + \log \frac{N(Mg\ XII)}{N(Mg)}$$

nous avons tracé point par point les courbes qui représentent cette variation (cf. figure IV_4).

A partir de la formule IV - 19 dans laquelle nous explicitons $C_{1s \rightarrow 2p}$ à l'aide de IV - 5, nous obtenons pour le rapport R_R

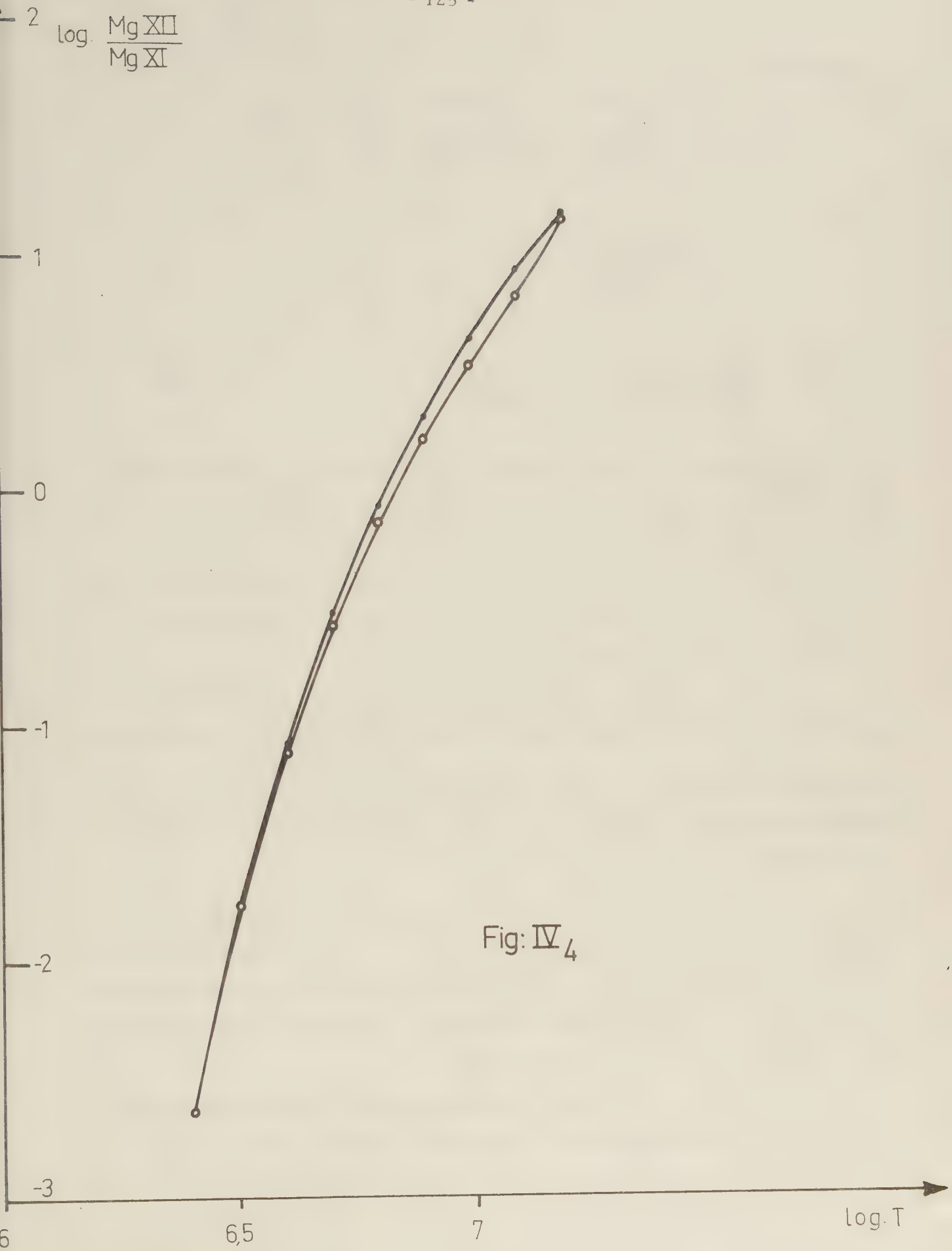


Fig: IV 4

l'expression :

$$R_R = \frac{N_{\lambda_R}(\text{Mg XII})}{N_{\lambda_R}(\text{Mg XI})} \cdot \frac{\lambda_R(\text{Mg XI})}{\lambda_R(\text{Mg XII})} \cdot \frac{f_{XI}}{f_{XII}} \; e^{\Delta E/kT}$$

(IV - 33)

$$= \frac{N_{\lambda_R}(\text{Mg XII})}{N_{\lambda_R}(\text{Mg XI})} \cdot F_R$$

où $\Delta E = hc\left[\frac{1}{\lambda_R(\text{Mg XII})} - \frac{1}{\lambda_R(\text{Mg XI})}\right]$

f_{XI} et f_{XII} sont les forces d'oscillateur de la transition de résonance pour les ions MgXI et Mg XII. Nous avons utilisé ici les valeurs calculées dans la référence (54), soit respectivement 0,75 et 0,42.
F_R est égal au rapport des probabilités d'excitation 1s-2 p de l'ion Mg XI et de l'ion Mg XII. Il dépend de la température mais sa variation avec T reste faible; il doit être compris entre 1 et 2.

Nous avons tout d'abord estimé R_R en prenant $F_R = 1$. Le calcul a été fait en utilisant pour le rapport $\frac{N(\lambda\ \text{Mg XII})}{N(\lambda\ \text{Mg XI})}$ les différentes données de la figure III$_{16}$. Les valeurs ainsi obtenues pour R_R nous ont permis d'effectuer, à l'aide des courbes de la figure IV$_4$, une première estimation des températures.

Utilisant la valeur moyenne de cette dernière, nous avons déterminé F_R ; ce terme est égal à 2,0. A l'aide de la formule IV - 33 nous avons alors effectué une nouvelle détermination de R_R puis de T pour chaque zone de la condensation, obtenant ainsi une carte en température de cette région active du soleil (figure IV$_5$).

On peut voir, d'après cette carte, que la température au centre de la condensation varie entre 4 et 5.10^6°K avec une valeur moyenne $T_m = 4,4.10^6$°K

T 10^6

—	—	6	5,8	5,8	4,9	4,8	4,8
5,3	4,7	4,6	4,9	4,6	3,5	4,2	4,7
—	4,6	4,5	4,2	4,1	4,0	3,9	4,6
5,3	4,5	4,5	—	—	5,1	4,1	4,0
—	—	3,8	4,3	4,1	4,5	4,4	4,2
—	4,8	4,6	4,4	3,9	4,7	4,4	—
—	—	—	4,8	3,7	3,5	4,6	—
—	5,8	4,1	3,8	4,8	3,6	4,3	—

N

Fig = IV 5

Aux températures extrêmes et à T_m correspondent les abondances relatives suivantes :

T	$\frac{N\ (Mg\ X)}{N\ (Mg)}$	$\frac{N\ (Mg\ XI)}{N\ (Mg)}$	$\frac{N\ (Mg\ XII)}{N\ (Mg)}$
$3.5.10^6$	0,012	0,96	0,033
$4.4.10^6$	0,010	0,86	0,10
$6.0.10^6$	0,0038	0,53	0,36

Tableau IV - 1

Remarquons que T_m est inférieure à la température qui correspond au maximum d'intensité de la raie de résonance de l'ion Mg XI ; d'après les calculs de C. JORDAN, cette dernière est de l'ordre de $5,8.10^6$ °K.

B) Détermination de la densité électronique

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe II-A , il est possible de déterminer $\int N_e^2\, dV$ à partir des mesures absolues d'intensité de la raie de résonance de l'ion Mg XI (ou Mg XII) si l'on connaît la température et l'abondance des ions Mg XI (ou Mg XII) (cf. formule IV - 22). Nous avons effectué le calcul zone par zone à partir de la carte de la figure IV - 5 et des courbes de la figure IV - 4. Nos résultats sont portés sur la figure IV - 6.

Nous avons, de plus , calculé N_e à partir de la relation IV - 24 en supposant que la hauteur h de la zone émissive est constante sur toute la surface de la condensation. Nous avons supposé h égale à 10 000 km. Les résultats sont portés sur la figure IV 7.Ils montrent une variation apparente de la densité électronique au coeur de la condensation de 5 à 14.10^8 cm^{-3}.

On devrait s'attendre à trouver une correspondance entre la carte en température et la carte en densité. On sait en effet qu'aux points les plus chauds doivent correspondre en principe, les zones les plus denses. Mais les zones émissives chaudes ont une hauteur relativement faible . Or, nous avons déterminé N_e en supposant h constante.

$\int Ne^2 dv\ 10^{45}$

—	—	1,8	3,2	0,54	3,14	6,3	2,1
2	4,8	5,6	4,7	8,3	34,2	7,2	2,7
—	7,4	12,3	3 0	33	16,9	11,4	5,6
3,9	10,8	19,7	—	—	10,7	15,6	8,4
—	—	5 6	47,2	52,6	22,7	14,8	5,6
—	5,8	13,9	28,2	43,5	16,2	15,3	—
—	—	—	8,3	34,7	35,2	10,7	—
—	1,1	7,1	15,7	4,2	25,4	10,1	—

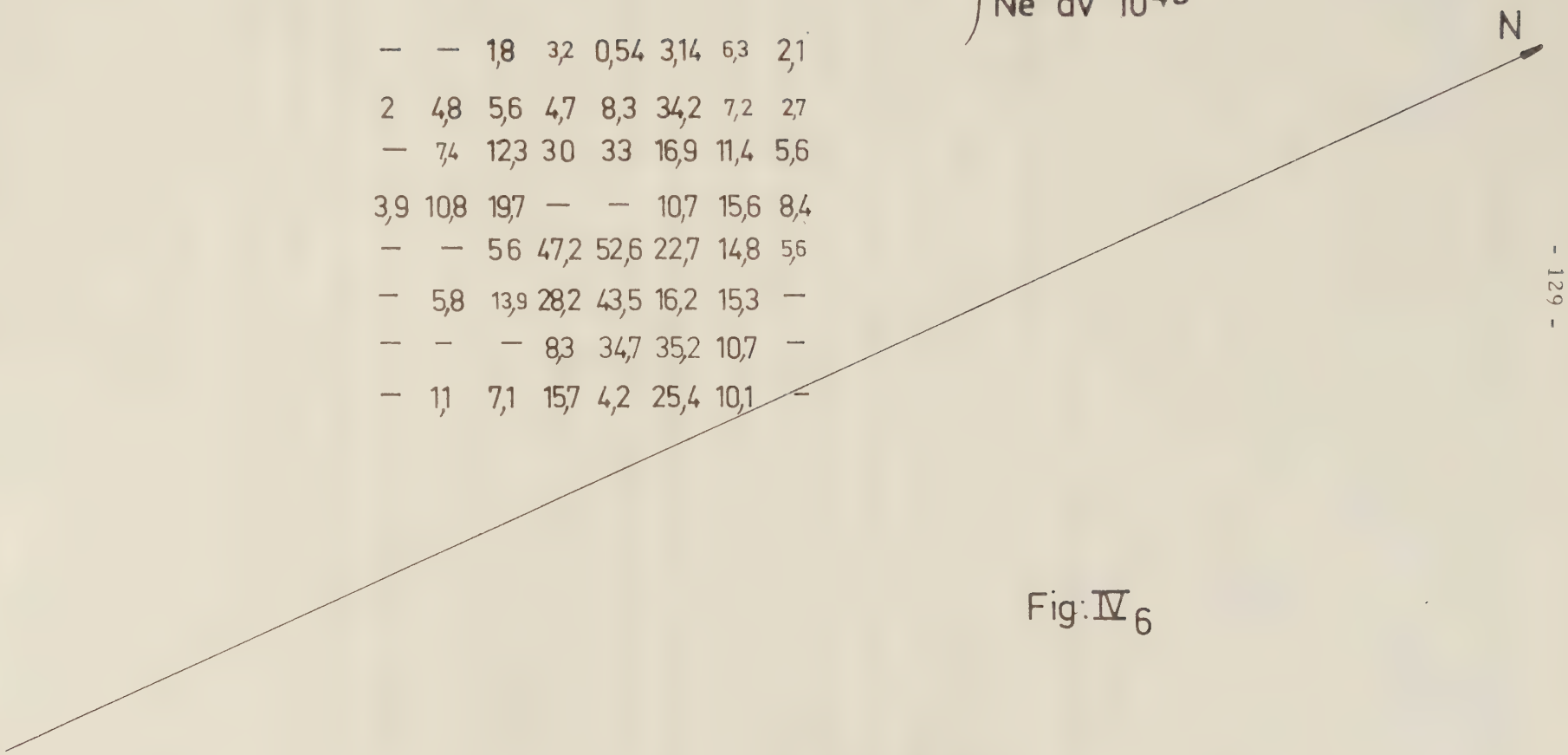


Fig: IV 6

Ne 10^8

—	—	2,6	3,4	1,4	3,4	4,8	2,8
2,7	4,2	4,6	4,2	5,5	11,2	5,2	3,2
—	5,2	6,7	10,6	11,1	7,9	6,5	4,6
3,8	6,3	8,5	—	—	3,8	7,6	5,6
—	—	4,6	13,4	13,9	9,2	7,4	4,9
—	4 6	7,7	10,2	12,7	7,7	7,5	—
—	—	—	5,5	11,3	11,4	3,8	—
—	2	5,1	7,6	3,9	9,7	6,1	—

N

Fig: IV 7

Si la diminution de h est plus rapide que l'augmentation correspondante de N_e^2, le terme $\int N_e^2 \, dV$, et aussi la valeur que nous avons calculée pour N_e, diminuent lorsque T augmente. C'est bien ce qu'on observe en comparant les cartes des figures $IV_{5,6}$ et IV_7.

Notre expérience fait donc ressortir le rôle prépondérant que joue la variation du volume de la zone émissive en fonction de la température sur les intensités X observées.

Nous avons vu qu'il est possible en principe de déterminer la variation de N_e à partir de la mesure du rapport R de la raie interdite à la raie d'intercombinaison.

Nous avons déterminé la valeur du rapport F pour l'ion Mg XI, à partir de la formule IV - 32, en utilisant pour R le rapport expérimental le plus élevé que nous ayons observé dans le coeur de la condensation. Nous obtenons alors pour F une valeur nettement supérieure à celle qui peut être prévue théoriquement[56]. Le calcul de N_e par la formule IV - 31 n'est donc pas possible.

D'après un article récent de G.R.BLUMENTHAL, G.W.F.DRAKE et W.H.TUCKER[57] qui tient compte de l'excitation collisionnelle vers les niveaux de nombre quantique n supérieur à 2 et des effets de cascades vers n = 2, l'expression de F devrait comporter des termes supplémentaires qui ont pour effet d'augmenter sa valeur et varient avec la température.

D'après leurs calculs, la valeur maximale R_M observable pour R dans le cas de l'ion Mg XI devrait être de 3,03, donc supérieure à la valeur de R_M déduite de la formule IV - 32 si l'on prend pour F la valeur préconisée par A.H.GABRIEL et C.JORDAN.

Cette valeur de R_M est compatible avec le rapport obtenu en moyennant nos observations. Toutefois en certains points, nous observons des valeurs de R supérieures à R_M, l'écart ne pouvant être en principe totalement attribué à des erreurs expérimentales. Ceci peut provenir soit d'une imprécision dans les termes correctifs introduits par G.R.BLUMENTHAL G.W.F.DRAKE et W.H.TUCKER soit d'un écart à l'équilibre stationnaire dans les zones émissives les plus chaudes du centre de la condensation étudiée.

Bien qu'il nous soit difficile de déduire des informations à partir de la variation du rapport R, nous noterons que celle-ci est nettement supérieure à la variation relative du rapport G d'un point à un autre du centre actif (cf. figure III_{16})

Enfin pour terminer nous signalerons que nous avons observé entre la raie d'intercombinaison et la raie interdite une émission de faible intensité qui correspond, à la précision expérimentale, à l'un des satellites récemment mis en évidence par J.H. PARKINSON[34]. Ce satellite est attribué à une transition dans l'ion Mg X. L'intensité de cette émission est inférieure à celle de la raie Lyman α de l'ion Mg XII. Son observation n'est pas incompatible avec les abondances respectives de ces deux ions à la température la plus faible de la condensation.

Quant à la longueur d'onde, elle ne peut être calculée avec précision qu'en valeur relative. Prenant comme longueur d'onde de référence celle de la raie d'intercombinaison de l'ionMg XI soit 9,23 $\mathring{A}$, nous avons obtenu respectivement pour sa raie de résonance $\lambda = 9,167 \pm 0,001$ $\mathring{A}$ pour la raie interdite $\lambda = 9,314 \pm 0,001$ $\mathring{A}$ et pour l'émission dans l'ion Mg X la valeur $\lambda = 9,284 \pm 0,001$ $\mathring{A}$. Ces valeurs sont en accord, à la précision expérimentale, avec celles obtenues par J.H. PARKINSON.

CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous avons effectué plusieurs expériences qui avaient pour but l'analyse de la distribution spatiale et spectrale du rayonnement X solaire.

Au cours d'un premier vol, qui a eu lieu en Avril 1965, nous avons obtenu des photographies du soleil en lumière X. Malgré le manque de stabilité de la pointe scientifique, ces photographies ont permis, par comparaison avec le spectrohéliogramme observé ce même jour en lumière Ca K_{IV}, de confirmer le fait déjà connu de la correspondance entre les centres émissifs dans le domaine X et visible. Elles montrent également une diminution de l'extension du centre avec la longueur d'onde qu'il émet.

Simultanément nous avons abordé l'étude spectrale du rayonnement X en utilisant tout d'abord la méthode dite des filtres sélectifs balancés ; grâce à elle, la répartition spectrale a pu être obtenue dans différentes bandes, d'inégales largeurs, situées entre environ 5 et 20 Å. D'après ces premiers résultats, obtenus en 1965, c'est-à-dire en période d'activité solaire moyenne, l'intensité émise reste faible au-dessous de 7 Å, croît progressivement au-delà et présente un maximun net au voisinage de 20 Å.

Puis nous avons entrepris l'étude dispersive du rayonnement émis par les différentes sources discrètes de la couronne au voisinage du spectre K du magnésium. Cette expérience a été tirée le 2 Juillet 1971. Son principe est le suivant : un monochromateur à cristal balaie 35 fois pendant la durée effective du vol un domaine spectral situé au voisinage de raies K intenses d'ions magnésium ; simultanément, l'axe d'un collimateur mécanique, qui a pour but de sélectionner angulairement le rayonnement incident sur le monochromateur, tourne autour du centre du soleil sur lequel il détermine à chaque instant une zone diamétrale de 3' de large, qui définit

les dimensions effectives de la source.

Le montage original, entièrement conçu et réalisé pour cette expérience, comporte un double spectrographe de Bragg, équipé de collimateurs à grilles et de compteurs proportionnels semi-flux à large fenêtre. Un même mécanisme entraîne les cristaux des deux spectrographes. L'un d'entre eux est règlé sur la transition 2p - 1s de l'ion Mg XII ; l'autre balaie le domaine compris entre 9,1 et 9,4 $\mathring{A}$ et permet donc d'observer les transitions $1s2p\,^1P_1 - 1s^2\,^1S_o$; $1s2p\,^3P_1 - 1s^2\,^1S_o$ et $1s2s\,^3S_1 - 1s^2\,^1S_o$ de l'ion Mg XI.

Les différentes parties du montage, collimateurs, cristaux, détecteurs, ont fait l'objet d'études systématiques qui avaient pour but l'analyse de leurs différentes cara téristiques, en particulier la mesure de la transmission des collimateurs, l'étude des caractéristiques de la réflexion des cristaux, de la réponse et de l'efficacité des détecteurs. Grâce à des appareillages spécialement réalisés pour mener à bien ces différentes études, nous avons déterminé l'efficacité des différents éléments, puis de l'ensemble du montage. Cette dernière est égale à 0,052. Nous avons pu ainsi obtenir la mesure absolue du nombre de photons pour chacune des raies analysées.

Des cartes du soleil dans les trois longueurs d'onde correspondant à l'ion Mg XI et dans la raie Lyman α de l'ion Mg XII ont été établies. Ces cartes mettent en évidence la présence sur le soleil, le jour du tir, de deux condensations coronales ; seule l'une d'elles, située près du centre du soleil, a été suffisamment balayée au cours du vol pour que nous ayons pu obtenir son spectre complet dans le domaine étudié.

Après avoir discuté d'un point de vue théorique le problème de l'ionisation dans le plasma coronal et les expressions qui permettent de déterminer la température, la densité électronique et $\int N_e^2\,dv$, respectivement à partir de la mesure des intensités relatives ou absolues de raies X judicieusement choisies, nous présentons les résultats qui concernent la condensation coronale étudiée.

Des cartes en température, en densité électronique et en $\int N_e^2 \, dV$, ont été établies par zones de 1' x 1', afin de mettre en évidence la variation spatiale simultanée de ces différentes grandeurs. Nos résultats font apparaître une diminution de $\int N_e^2 \, dV$ lorsque la température augmente, due au fait que les points les plus chauds du plasma coronal sont des régions très étroitement localisées qui s'étendent sur une hauteur relativement faible par rapport à celle qui donne naissance à l'émission de grandes longueurs d'onde. Notre expérience fait donc ressortir le rôle du volume émissif sur les intensités X observées.

Enfin nous avons discuté nos résultats concernant la raie interdite $1s2s \ ^3S_1 \longrightarrow 1s^2 \ ^1S_o$, le rapport R entre l'intensité de cette raie et celle de la raie d'intercombinaison est supérieur à la valeur maximale R_M que l'on attend d'après les calculs de C. JORDAN qui font intervenir uniquement les excitations et les recombinaisons à partir de 2^3P. La valeur moyenne observée pour R est par contre en assez bon accord avec la valeur R_M déduite de calculs plus récents qui tiennent compte des effets de cascades à partir des niveaux de nombre quantique supérieur à 2.

Il semble donc que la forte intensité observée pour la raie interdite puisse s'expliquer en tenant compte de tous les effets de recombinaison ; ceux-ci sont relativement importants par rapport au processus collisionnel pour les densités électroniques en jeu.

BIBLIOGRAPHIE

CHAPITRE I

(1) - E.JONSSON - Thèse Uppsala, 1928.

(2) - C.I.R.A. - Cospar International Reference Atmosphere, 1961.

(3) - M.MONTEL - Ann.Phys. 3, 860, 1958.

(4) - G.SENEMAUD - J.Phys. 30, 811, 1969.

(5) - L.L.HOUSE - Ap.J. supl.155, 18, 21, 1969.

(6) - R.L.KELLY - "Atomic Emission Lines below 2 000 Å - Hydrogen Through Argon - N.R.L. report 6648, 1968.

(7) - J.F.Mc GRATH Jr. et M.HARWIT, Appl. Optics, 8, 837, 1969.

(8) - J.TAILLEBOIS - Electronique Industrielle, 116, 537, 1968
" " 117, 633, 1968
" " 118, 750,1968

(9) - I.R.I.G. - Inter Range Instrumentation Group - Telemetry Standard Document 106 - 66, 1966.

(10)- Y.CAUCHOIS, C.BONNELLE, I.MANESCU - C.R.Acad.Sc. Paris, 267, 817, 1968.

CHAPITRE II

(11)- R.W.JAMES - "The Optical Principles of the Diffraction of X-Rays" Bell and Sons, 1967.

(12)- C.G.DARWIN - Phil.Mag. 27, 325, 1914.
" " 27, 675, 1914

(13)- E.BELIN, - Rapport interne, Paris, 1967.

(14)- H.HULUBEI, Y.CAUCHOIS - Tables de Constantes , Hermann, Paris, 1947.

(15)- L.G.PARRATT - Phys.Rev. 50, 1, 1936.

(16)- C.SENEMAUD - C.R. Acad.Sc.Paris, 265, 403, 1967.

(17) - M.SIEGBAHN - "Specktroskopie der Rontgenstrahlen" Verlag von Julius Springer - Berlin - 1931.

(18) - F. MILLIER - Thèse de Chimie Physique 3ème cycle, Paris, 1971.

(19) - C. SENEMAUD - Thèse de Doctorat d'Etat, Paris, 1968.

CHAPITRE III

(20) - Y. CAUCHOIS, G. SENEMAUD, C. BONNELLE, M. MONTEL, C. SENEMAUD - C.R. 263 B, 1082, 1966.

(21) - J.H. UNDERWOOD, W.S. MUNEY - Solar Phys. 1, 129, 1967.

(22) - G.S. VAIANA, W.P. REIDY, T. ZEHNPFENNING, L. Van SPEYBROECK, L. GIACCONI - Science 161, 564, 1968.

(23) - R. GIACCONI, W.P. REIDY, G. VAIANA, L.P. Van SPEYBROECK, T. ZEHNPFENNING - Space Sci. Rev. 9, 3, 1969.

(24) - C.R. NEGUS, W.M. GLENCROSS - Nature, 220, 48, 1968.

(25) - R. GIACCONI, W.P. REIDY, T. ZEHNPFENNING, J.C. LINDSAY, W.S. MUNEY - Ap. J. 142, 1274, 1965.

(26) - R. GIACCONI, H. GURSKY, L.P. Van SPEYBROECK - Ann. Rev. Astron. Ap. 6, 373, 1968.

(27) - L.P. Van SPEYBROECK, A.S. KRIEGER, G.S. VAIANA - Nature, 227, 818, 1970.

(28) - G. NEWKIRK, L. LANCEX - Nature 226, 1098, 1970.

(29) - R.W. KREPLIN - Ann. Geoph. 17, 151, 1961.

(30) - M. NICOLET, A.C. AIKIN - J. Geoph. Res. 65, 1469, 1960.

(31) - J.H. PARKINSON, K.A. POUNDS - Solar Phys. 17, 146, 1971.

(32) - R.M. BATSTONE, K. EVANS, J.H. PARKINSON, K.A. POUNDS - Solar Phys. 13, 389, 1970.

(33) - J.H. PARKINSON - Nature 233, 44, 1971.

(34) - J.H. PARKINSON - Nature, 236, 68, 1972.

(35) - W.M. NEUPERT - Solar Phys. 18, 478, 1971.

APITRE IV

(36) - C. JORDAN - M.N.R.A.S. - 142, 501, 1969.

(37) - G.W. ELWERT - Z. Astrophys. 44, 112, 1958.

(38) - M.J. SEATON - Planet. Space Sci. 12, 55, 1964.

(39) - L. GOLDBERG, A.K. DUPREE, J.W. ALLEN - Ann. Astrophys. 28, 589, 1965.

(40) - H. Van REGEMORTER - Ap. J. 136, 906, 1962.

(41) - H.R. GRIEM - "Plasma Spectroscopy" Mc Graw Hill, N.Y. 1964.

(42) - M.J. SEATON - M.N.R.A.S. 119, 81, 1959.

(43) - H.S.W. MASSEY, D.R. BATES - Rep. Progr. Phys. 9, 62, 1942.

(44) - D.R. BATES, A. DALGARNO - " Atomic and Molecular Processes" ch. 7, ed. D.R. BATES- Head Press 1962.

(45) - A. BURGESS - Ap. J. 141, 1588, 1965.

(46) - A. BURGESS - Proc. IIth Harward Smithonian Conference on Stell. Atm- 1965.

(47) - R. WILSON - Plasmas in space and in the laboratory - E.S.R.O. SP 20, p. 373, 1967

(48) - H. HOLWEGER - Astron. Astrophys. 10, 128, 1971.

(49) - A.H. GABRIEL, C. JORDAN - Nature 221, 947, 1969.

(50) - G.W.F. DRAKE, G.A. VICTOR, A. DALGARNO - (sous presse)

(51) - H.R. GRIEM - Astrophys. J. 156, L 103, 1969.

(52) - A.H. GABRIEL, C. JORDAN - Phys. Let. 32 A, 166, 1970.

(53) - A.H. GABRIEL, C. JORDAN - M.N.R.A.S. 145, 241, 1969.

(54) - W.L. WIESE, M.W. SMITH, B.M. GLENNON - N.B.S. 4, 1966.

(55) - G.W.F. DRAKE, A. DALGARNO - Ap. J. 157, 459, 1969.
R.H. GARSTANG - Ap. J. 148, 579, 1967.

(56) - A. BURGESS, D.G. HUMMER, J.A. TULLY - Phil. Trans. Roy. Soc. A 266, 225, 1970.

(57) - G.R. BLUMENTHAL, G.W.F. DRAKE, W.H. TUCKER - Ap. J. 172, 205, 1972.

ANNEXE I

Produit de convolution d'un rectangle et d'un triangle isocèle

Le rectangle est défini par :

$$z(x) = D \quad \text{pour} \quad -d \leqslant x \leqslant +d$$
$$= O \quad \text{pour} \quad x > +d \quad x > -d$$

Le triangle est défini par :

$$y(x) = \frac{1}{a}\left(1 + \frac{x}{a}\right) \quad \text{pour} \quad -a \leqslant x \leqslant O$$

$$= \frac{1}{a}\left(1 - \frac{x}{a}\right) \quad \text{pour} \quad O \leqslant x \leqslant +a$$

$$= O \quad \text{pour} \quad x > +a \quad x < -a$$

Dans cette représentation $\int_{-\infty}^{+\infty} y(x)\,dx = 1$

Pour tous nos cas d'expériences : $d < a$

Le produit de convolution s'écrit :

$$S = y * z = \int_{-d}^{+d} y(t-x)\,z(x)\,dx$$

pour $O \leqslant t \leqslant +a$ nous avons

$$S = \int_{-d}^{+d} \left[\frac{1}{a} - \frac{1}{a^2}(t-x)\right] D\,dx$$

$$= \left(\frac{D}{a} - \frac{Dt}{a^2}\right) \int_{-d}^{+d} dx + \frac{D}{a^2} \int_{-d}^{+d} x\,dx$$

$$= \frac{2d\,D}{a}\left(1 - \frac{t}{a}\right)$$

pour $-a \leqslant t \leqslant 0$:

$$S = \int_{-d}^{+d} \left[\frac{1}{a} + \frac{1}{a^2} (t - x) \right] D \, dx$$

$$= \left(\frac{D}{a} + \frac{Dt}{a^2} \right) \int_{-d}^{+d} dx - \frac{D}{a^2} \int_{-d}^{+d} x \, dx$$

$$= \frac{2d\,D}{a} \left(1 + \frac{t}{a} \right)$$

S est un triangle isocèle défini pour $-a \leqslant t \leqslant +a$, de hauteur égale à $\frac{2d\,D}{a}$

ANNEXE II

Produit de convolution d'un triangle isocèle et d'une courbe de Lorentz

Le triangle est défini par :

$$S(\lambda) = \frac{2dD}{a}\left(1 + \frac{x}{a}\right) \qquad \text{pour} \quad -a \leq x \leq 0$$

$$= \frac{2dD}{a}\left(1 - \frac{x}{a}\right) \qquad \text{pour} \quad 0 \leq x \leq a$$

$$= 0 \qquad \text{pour} \quad x > +a \quad \text{ou} \quad x < -a$$

La courbe de Lorentz est définie par :

$$\mathcal{L}(x) = \frac{B}{\pi(B^2 + x^2)} \qquad \text{pour} \quad -\infty < x < +\infty$$

où B est la demi-largeur à mi-hauteur

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{L}(x)\, dx = 1$$

Le produit de convolution s'écrit donc :

$$R' = \mathcal{L} * S = \int_{-a}^{+a} \mathcal{L}(\theta - x)\, S(x)\, dx$$

$$= \int_{-a}^{0} \frac{1}{\pi B} \frac{1}{1 + \left(\frac{\theta - x}{B}\right)^2} \frac{2dD}{a^2}(a + x)\, dx$$

$$+ \int_{0}^{a} \frac{1}{\pi B} \frac{1}{1 + \left(\frac{\theta - x}{B}\right)^2} \frac{2dD}{a^2}(a - x)\, dx$$

Posons $\frac{\theta - x}{B} = u$

$$x = \theta - uB \qquad dx = -B\,du$$

$-a \leqslant x \leqslant 0$ devient $\frac{\theta}{B} \leqslant u \leqslant \frac{\theta + a}{B}$

$0 \leqslant x \leqslant +a$ " $\frac{\theta - a}{B} \leqslant u \leqslant \frac{\theta}{B}$

$$R' = \frac{2dD}{\pi a^2} \int_{\frac{\theta}{B}}^{\frac{\theta+a}{B}} \frac{a + \theta - Bu}{1 + u^2}\,du + \frac{2dD}{\pi a^2} \int_{\frac{\theta-a}{B}}^{\frac{\theta}{B}} \frac{a - \theta + Bu}{1 + u^2}\,du$$

$$R' = \frac{2dD}{\pi a^2}(a + \theta) \int_{\frac{\theta}{B}}^{\frac{\theta+a}{B}} \frac{du}{1 + u^2} - \frac{2dD}{\pi a^2} B \int_{\frac{\theta}{B}}^{\frac{\theta+a}{B}} \frac{u\,du}{1+u^2}$$

$$+ \frac{2dD}{\pi a^2}(a - \theta) \int_{\frac{\theta-a}{B}}^{\frac{\theta}{B}} \frac{du}{1+u^2} + \frac{2dD}{\pi a^2} B \int_{\frac{\theta-a}{B}}^{\frac{\theta}{B}} \frac{u\,du}{1+u^2}$$

$$R' = \frac{2dD}{\pi a}\left(\text{Arc tg}\,\frac{\theta + a}{B} - \text{Arc tg}\,\frac{\theta - a}{B}\right) + \frac{2dD}{\pi a^2}\left(\text{Arc tg}\,\frac{\theta + a}{B} + \text{Arc tg}\,\frac{\theta - a}{B}\right.$$

$$\left. - 2\,\text{Arc tg}\,\frac{\theta}{B}\right) + \frac{2dD}{\pi a^2}\,\frac{B}{2}\log\frac{\left[(\theta + a)^2 + B^2\right]\left[(\theta - a)^2 + B^2\right]}{(\theta + B)^2}$$

La valeur maximale de la fonction $R'(\theta)$ est obtenue pour $\theta = 0$

$$R' = \frac{4dD}{a}\left[\text{Arc tg}\,\frac{a}{B} + \frac{B}{2a}\log\frac{a^2 + B^2}{B^2}\right]$$

ANNEXE III

$$k_i = \int_{E_n}^{\infty} \sigma_c \sqrt{\frac{2E}{m}} \; f(E)\, dE$$

$$= Z_n \cdot 4\pi a_0^2 \left(\frac{E_H}{E_n}\right)^2 \sqrt{\frac{8}{\pi m}} \; \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_{E_n}^{\infty} \left(\frac{E_n}{E} - \frac{E_n^2}{E^2}\right) E\, e^{-\frac{E}{kT}}\, dE$$

$$I = \int_{E_n}^{\infty} E_n\, e^{-\frac{E}{kT}}\, dE - \int_{E_n}^{\infty} \frac{E_n^2}{E}\, e^{-\frac{E}{kT}}\, dE$$

$$= I_1 - I_2$$

$$I_1 = E_n\, kT\, e^{-\frac{E_n}{kT}}$$

$$I_2 = E_n^2 \int_{E_n/kT}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x}\, dx = E_n^2 \cdot Ei\left(\frac{E_n}{kT}\right)$$

$$k_i = Z_n\, 4\pi a_0^2 \sqrt{\frac{8}{\pi m}} \left(\frac{E_H}{E_n}\right)^2 (kT)^{1/2}\, e^{-\frac{E_n}{kT}} \left[\frac{E_n}{kT} - \left(\frac{E_n}{kT}\right)^2 e^{\frac{E_n}{kT}} . Ei\left(\frac{E_n}{kT}\right)\right]$$

$$\simeq 4.10^{-8}\, Z_n \frac{T^{1/2}}{E_n^2}\, e^{-\frac{E_n}{kT}} \left[\frac{E_n}{kT} - \left(\frac{E_n}{kT}\right)^2 e^{-\frac{E_n}{kT}} . Ei\left(\frac{E_n}{kT}\right)\right]$$

où E_n est exprimée en eV

ANNEXE IV

$$\int_{\Delta E_{ij}}^{\infty} \sigma_i^j \sqrt{\frac{2E}{m}}\, f(E)\, dE$$

$$= 4\pi a_0^2 \frac{E_H^2}{\Delta E_{ij}} f_{ij} \sqrt{\frac{8}{\pi m}} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_{\Delta E_{ij}}^{\infty} \frac{1}{E} \cdot E\, e^{-\frac{E}{kT}}\, dE$$

$$= 4\pi a_0^2 \frac{E_H^2}{\Delta E_{ij}} f_{ij} \sqrt{\frac{8}{\pi m}} \frac{1}{(kT)^{1/2}} e^{-\frac{E_{ij}}{kT}}$$

$$= 4,6.10^{-4} \cdot \frac{1}{\Delta E_{ij}} T^{-1/2} f_{ij} e^{-\frac{\Delta E_{ij}}{kT}}$$

où E_{ij} est exprimée en eV.

ANNEXE V

(1) $N_o N_e C_I + N_S N_e C_{SP} + N_S \phi = N_P A_I + N_P A_{PS}$

(2) $N_o N_e C_F + N_P A_{PS} = N_S A_F + N_S N_e C_{SP} + N_S \phi$

$(1) + (2) \longrightarrow N_o N_e (C_I + C_F) = N_P A_I + N_S A_F$

$$N_P = \frac{1}{A_I}\left[N_o N_e (C_I + C_F) - N_S A_F\right]$$

$$(1) \longrightarrow N_o N_e C_I + N_S N_e C_{SP} + N_S \phi = \frac{A_I + A_{PS}}{A_I}\left[N_o N_e (C_I + C_F) - N_S A_F\right]$$

$$N_S = \frac{N_o N_e C_I \left[\frac{A_I + A_{PS}}{A_I} \cdot \frac{C_I + C_F}{C_I} - 1\right]}{N_e C_{SP} + \phi + A_F \cdot \frac{A_I + A_{PS}}{A_I}}$$

Posons $\frac{A_I + A_{PS}}{A_I} = \mathcal{A}$; $\frac{C_I + C_F}{C_I} = \mathcal{C}$

$$R = \frac{A_F N_S}{A_I N_P} = \frac{A_F \cdot N_o N_e C_I\left[\mathcal{A}\mathcal{C} - 1\right]}{\left[N_e C_{SP} + \phi + A_F \mathcal{A}\right]\left[N_o N_e (C_I + C_F) - A_F \cdot \frac{N_o N_e C_I (\mathcal{A}\mathcal{C} - 1)}{N_e C_{SP} + \phi + A_F \cdot \mathcal{A}}\right]}$$

$$= \frac{A_F (\mathcal{A}\mathcal{C} - 1)}{\mathcal{C}(N_e C_{SP} + \phi) + A_F \mathcal{A}\mathcal{C} - A_F \mathcal{A}\mathcal{C} + A_F}$$

$$= \frac{A_F (\mathcal{A}\mathcal{C} - 1)}{(N_e C_{SP} + \phi)\mathcal{C} + A_F}$$

$$= \frac{A_F}{(N_e C_{SP} + \phi)(1 + \frac{C_F}{C_I}) + A_F} \cdot \left[(1 + \frac{A_{PS}}{A_I})(1 + \frac{C_F}{C_I}) - 1 \right]$$

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION Pages 1

CHAPITRE I MONTAGES EXPERIMENTAUX 5

I - Obtention d'images 8

A) Sténopés 8

B) Télescope sous incidence rasante 9

II - Répartition spectrale 12

Description du montage 12

III- Spectroscopie 15

A) Principe de l'expérience 15

B) Description du montage 18

1) Les collimateurs 18

a)Principe 18
b) Réalisation 23

2) Le spectrographe 25

a) le système d'entraînement 25
b) le codeur optique 27
c) les cristaux 29
d) les compteurs 29

3) L'électronique 31

4) La télémesure 31

IV - Description des bancs d'essais 32

A) Simulateur spatial 33

B) Banc d'optique X 35

C) Spectromètre Philips 37

CHAPITRE II MESURE DE L'EFFICACITE DU MONTAGE SPECTROGRAPHIQUE 40

I - Transmission des collimateurs 40

II - Etude des cristaux 45

a) Cas du cristal parfait 47

b) Cas du cristal mosaique 51

c) Phénomènes d'extinction 51

d) Etude expérimentale des propriétés réflectrices dans différents cristaux 52

e) Influence de la température sur les paramètres cristallins 56

f) Choix du cristal 58

g) Détermination de la courbe de réflexion du monochromateur 61

III - Efficacité des compteurs embarquables 63

IV - Efficacité des montages de vol 64

V - Règlages 66

VI - Vérification des règlages 69

CHAPITRE III RESULTATS DES EXPERIENCES EN FUSEE 74

I - Obtention d'images 74

II - Répartition spectrale 75

III - Les spectrohéliogrammes 80

A) Conditions d'obtention 80

B) Résultats sepctrographiques 85

C) Mesure des intensités 96

D) Comparaison avec les autres résultats 96

CHAPITRE IV DETERMINATION DE LA TEMPERATURE ET DE LA DENSITE ELECTRONIQUES DES CONDENSATIONS CORONALES 103

I - Equilibre d'ionisation du plasma coronal 103

A) Ionisation collisionnelle 105

B) Excitation collisionnelle suivie d'auto-ionisation 106

C) Recombinaison radiative 108

D) Recombinaison diélectronique 110

E) Equilibre d'ionisation des ions Mg de la couronne solaire 114

II - Emissions K des ions Mg XII et Mg XI 114

A) Raies de résonance 114

B) Raie de recombinaison et raie interdite de l'ion Mg XI 120

III - Déterminations expérimentales de la température et de la densité électroniques 124

A) Détermination de la température d'une condensation coronale 124

B) Détermination de la densité électronique 127

CONCLUSION 133

ACADÉMIE DE PARIS

UNIVERSITÉ DE PARIS VI

Place Jussieu - 75230 PARIS-CEDEX 05

SERVICE DE LA SCOLARITE

Bureau des Enseignements du 3e cycle

TÉLÉPHONE : 336-25-25 - 325-12-21

PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT : DOCTORAT ES SCIENCES

THESE DE : SCIENCES PHYSIQUES

NOM : Monsieur SENEMAUD G.

Prénoms : Gilles

né le 18/12 19 34 à POITIERS Dépt : Vienne

1ère THESE : "SPECTROHELIOGRAMMES SOLAIRES EN LUMIERE X."

2e THESE (Propositions faites par l'Université) :

PRESIDENT : M. CAUCHOIS

EXAMINATEURS : Q. ROSCH
M. MICHARD
M. BONNELLE

Vu et Approuvé

PARIS, le 10 juillet 1972

Le Président

de l'Université de PARIS VI